



Écoulements de fluides à seuil autour d'obstacles

Fiacre Ahonguio

► To cite this version:

Fiacre Ahonguio. Écoulements de fluides à seuil autour d'obstacles. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAI086 . tel-01269632

HAL Id: tel-01269632

<https://theses.hal.science/tel-01269632>

Submitted on 5 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Energétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Fiacre AHONGUIO

Thèse dirigée par **Laurent JOSSIC**

préparée au sein du **Laboratoire Rhéologie et Procédés**
dans **l'École Doctorale I-MEP²**

Ecoulements de fluides à seuil autour d'obstacles

Thèse soutenue publiquement le **23 Novembre 2015**
devant le jury composé de :

M. Christophe CORRE

PR – Ecole Centrale, LMFA, Lyon (Président)

M. Chérif NOUAR

DR – CNRS, LEMTA, Nancy (Rapporteur)

M. Guillaume OVARLEZ

DR – CNRS, LOF, Bordeaux (Rapporteur)

M. Frédéric DUFOUR

PR – G-INP, Lab. 3SR, Grenoble (Examinateur)

M. Albert MAGNIN

DR – CNRS, LRP, Grenoble (Examinateur)

M. Laurent JOSSIC

MCF – G-INP, LRP, Grenoble (Directeur de thèse)



A ma famille

Chaque moment de recherche est un moment de trouvaille...

Paulo Coelho, L'alchimiste

Remerciements

Bien que ces quelques lignes ne suffisent malheureusement pas à exprimer toute ma reconnaissance et ma gratitude à l'égard de tous ceux qui ont de près ou de loin contribué à l'aboutissement de cette thèse, je ne saurais me soustraire à cette obligation...

Avant tout, je voudrais sincèrement remercier mon directeur de thèse, M. Laurent Jossic, pour cette belle et enrichissante aventure scientifique, professionnelle et humaine. Avec lui, j'ai découvert la rhéologie durant mes stages d'école d'ingénieur. Cette science au confluent de diverses disciplines m'est peu à peu devenue familière notamment grâce à ses conseils, son encadrement et sa confiance.

Je remercie également M. Christophe Corre d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. J'exprime toute ma gratitude à MM. Cherif Nouar et Guillaume Ovarlez d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ces travaux. Je tiens aussi à remercier M. Frédéric Dufour d'avoir accepté d'examiner ces travaux. Je le remercie également pour la collaboration et les conseils relatifs à la partie numérique de ces travaux. J'exprime aussi toute ma reconnaissance à M. Albert Magnin d'avoir accepté d'examiner ces travaux et également pour ses conseils, sa disponibilité et pour les enrichissants échanges sur tous les sujets.

Je voudrais maintenant remercier Mme Nadia El Kissi, directrice du Laboratoire pour m'avoir accueilli dans son unité durant ces travaux. Je remercie tout le personnel administratif : M. François Bergerot, Mmes Claudine Ly-Lap, Sylvie Garofalo et Manon Bautista, pour sa gentillesse et sa bonne humeur. J'exprime également ma reconnaissance et ma gratitude à tout le personnel technique : MM. Didier Blésès, Eric Faivre, Frédéric Hugennell, Mohamed Karrouch et Mme Hélène Galliard, pour ses conseils, son soutien et son apport inestimable dans ces travaux. Je veux aussi remercier l'ensemble du Laboratoire pour avoir contribué à mon épanouissement professionnel et scientifique durant ces années.

Je tiens également à remercier mes collègues anciens thésards : Etienne Ghiringhelli avec qui l'aventure doctorale a commencé et qui a essayé tant bien que mal de m'inculquer ses passions horticoles, Yao Jin "le Chinois fou", mon fidèle ami que j'ai souvent du mal à comprendre, Chong Li le "Chinois sage", l'homme des bons plans, Abdulgadir Abusaksaka "l'expert en matière juridique", Nicolas Mougin pour son apport et son soutien toujours dans la bonne humeur, Jérémy Patarin "M. le PDG" pour m'avoir légué un lourd héritage, Anica Lancuski pour sa bonne humeur, Benoît Maisonneuve "le parcoureur panivore", Monica Bravo "Miss

Selfie''. Je remercie aussi tous mes collègues thésards : Chourouk Mathlouthi, Carhel Dassi, Hamdullah Ozogul, Nabil Ali, Xabel Garcia, Malladi Nagalakshmaiah, Benjamin Vuilleme, Maxime Rosello, Khawla Al-Jaber, Fanny Rasschaert, Candice Rey, Bourahima Ouattara, Gary Massoni, Alexis Mauray, Moctar Gueye et Louisa Achab. Courage, votre tour viendra !!!

Je voudrais également remercier ''le célèbre bassiste et guitariste'' Yannick Molméret, Céline Colet ''la tolérante'', Gabriel Landazuri ''Le Seigneur de Magnaro'', Noriyuki Isobé ''le petit Japonais'', Audrey Bacconnier, Lucy Costa et Kady Sidibé. Je veux également remercier mes amis sportifs : footballeurs et volleyeurs, qui m'ont permis de m'évader lorsque la pression du travail se faisait trop forte. Je remercie aussi toutes les personnes que j'ai rencontrées durant ces années ; en particulier Boukary, Carine, Cédric, Elisée, Fabienne, Grâce, Matthieu, Mouhamad, Salim, Vanessa, Wilfried, Ardèche et Martinien. J'exprime également ma reconnaissance au Service Etudiants de l'Ambassade de Côte d'Ivoire en France pour son soutien et sa disponibilité à tous égards.

Enfin, je voudrais exprimer ma profonde gratitude et ma reconnaissance à ma famille : mon père Joachim Ahonguio, ma mère Micheline N'kpomé Epse Ahonguio, mes sœurs Mélaïne et Noëlly, pour m'avoir toujours soutenu et encouragé dans mes études. J'exprime également ma profonde gratitude à mon papy Gustave et à ma mamie Mathilde que la mort a emportés au cours de cette année. Je remercie enfin toute la grande famille Ahondjo et N'kpomé pour son soutien, ses prières et ses encouragements à tous égards. Je n'oublie pas non plus la famille Atta ainsi que tous mes enseignants qui ont suscité en moi le goût pour la recherche et qui ont cru en moi.

Table des matières

Notations	13
Introduction générale.....	16
Chapitre 1 : Excursion au cœur des fluides... ..	20
1.1 Introduction	20
1.2 Terminologie.....	20
1.2.1 Quelques exemples de fluides	21
1.2.2 Caractéristiques fondamentales.....	21
1.2.2.1 Taux de cisaillement ou vitesse de déformation	21
1.2.2.2 Tenseur des taux de déformation.....	22
1.2.2.3 Contraintes.....	22
1.2.2.3.1 Contrainte seuil, seuil d'écoulement ou seuil de contrainte	22
1.2.2.3.2 Contraintes normales.....	22
1.2.2.3.3 Invariants d'un tenseur	23
1.2.2.4 Viscosités	23
1.2.2.4.1 Viscosités d'un fluide.....	23
1.2.2.4.2 Viscosités d'une suspension.....	24
1.2.3 Conclusion partielle.....	25
1.3 Rhéométrie.....	25
1.3.1 Modes de mesure.....	25
1.3.1.1 Mode de mesure en écoulement	25
1.3.1.2 Mode de mesure dynamique ou oscillatoire.....	26
1.3.1.3 Couplage entre mesures en écoulement et mesures oscillatoires	26
1.3.2 Géométries	27
1.3.2.1 Géométrie capillaire : Mode de mesure indirecte	27
1.3.2.2 Géométrie rotative : Mode de mesure directe	28
1.3.3 Phénomènes responsables d'artefacts expérimentaux.....	28
1.3.4 Courbes d'écoulement ou rhéogrammes	29
1.3.4.1 Comportements linéaires.....	29
1.3.4.2 Comportements non linéaires.....	30
1.3.4.2.1 Comportement rhéofluidifiant.....	30
1.3.4.2.2 Comportement rhéo-épaississant.....	31
1.4 Conclusion.....	31
Chapitre 2 : Matériau et méthodes	32
2.1 Introduction	32
2.2 Matériau.....	32

2.2.1	Préparation	32
2.2.2	Comportement en mode écoulement.....	32
2.2.2.1	Elasto-viscoplasticité	33
2.2.2.1.1	Modélisation.....	33
2.2.2.1.2	Courbes d'écoulement.....	34
2.2.2.2	Lois de frottement	36
2.2.2.3	Relaxation de contrainte	38
2.2.2.4	Différence de contraintes normales	41
2.2.3	Comportement en mode oscillatoire.....	41
2.2.3.1	Modules élastique et visqueux.....	41
2.2.3.2	Caractère non-thixotrope	43
2.2.4	Conclusion partielle.....	44
2.3	Méthodes	44
2.3.1	Contexte	44
2.3.1.1	Nombre de Reynolds	44
2.3.1.2	Nombre d'Oldroyd ou nombre de Bingham	45
2.3.1.3	Nombre de Weissenberg	45
2.3.2	Dispositif expérimental	45
2.3.2.1	Force de traînée	46
2.3.2.1.1	Mesure	46
2.3.2.1.2	Coefficient de traînée	47
2.3.2.1.3	Critère de stabilité	48
2.3.2.2	Champs et profils de vitesse	48
2.3.2.2.1	Techniques de visualisation	48
2.3.2.2.2	Principe de la PIV	49
2.3.2.2.3	Grandeurs cinématiques	50
2.4	Conclusion.....	50
Chapitre 3 : Ecoulement d'un fluide à seuil autour d'un disque perpendiculaire à l'écoulement		
.....		51
3.1	Introduction	51
3.2	Théorie	52
3.3	Dispositif expérimental	53
3.4	Matériau et rhéométrie.....	55
3.5	Résultats et discussions	56
3.5.1	Coefficient de traînée	56
3.5.2	Champ de vitesse et zones cisailées	58
3.5.3	Zone rigide statique amont.....	60

3.5.4	Zone rigide statique aval	62
3.5.5	Discussions.....	64
3.6	Conclusion.....	66
Chapitre 4 : Déplacement et stabilité de cônes dans un fluide à seuil		67
4.1	Introduction	67
4.2	Théorie	69
4.3	Dispositif expérimental	69
4.4	Matériau et rhéométrie	71
4.5	Résultats et discussions	72
4.5.1	Coefficient de traînée et critère de stabilité	72
4.5.2	Champs et profils de vitesse	76
4.5.2.1	Champs de vitesse et recirculation.....	76
4.5.2.2	Influence du nombre d'Oldroyd	78
4.5.2.3	Influence de l'angle au sommet.....	79
4.6	Conclusion.....	85
Chapitre 5 : Influence des propriétés de surface sur l'écoulement d'un fluide à seuil autour de sphères		87
5.1	Introduction	87
5.2	Théorie	89
5.3	Dispositif expérimental	89
5.4	Matériau et rhéométrie	91
5.5	Résultats et discussions	94
5.5.1	Coefficient de traînée et critère de stabilité	94
5.5.2	Champs de vitesse	95
5.5.2.1	Écoulement amont.....	95
5.5.2.2	Écoulement aval.....	98
5.5.2.3	Écoulement latéral.....	98
5.5.3	Contraintes pariétales et forces de traînée	102
5.5.3.1	Contraintes pariétales	102
5.5.3.2	Forces de traînée.....	103
5.5.4	Recirculation et sillage négatif	104
5.6	Conclusion.....	105
Chapitre 6 : Influence du glissement sur l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque plane.....		107
6.1	Introduction	107
6.2	Théorie	108
6.2.1	Coefficient de traînée et critère de stabilité	109

6.2.2	Couche limite viscoplastique	109
6.3	Dispositif expérimental	111
6.4	Matériau et rhéométrie	112
6.5	Résultats et discussions	115
6.5.1	Coefficient de traînée et critère de stabilité	115
6.5.2	Analyse cinématique	119
6.6	Conclusion	122
Chapitre 7 : Simulation numérique de l'écoulement d'un fluide élasto-viscoplastique autour d'une plaque plane		123
7.1	Introduction	123
7.2	Description de la MEFPII	124
7.3	Modélisation numérique	125
7.4	Résultats et discussions	127
7.4.1	Comparaison avec les résultats expérimentaux	127
7.4.1.1	Etude cinématique	128
7.4.1.2	Coefficient de traînée	129
7.4.2	Etude paramétrique	131
7.4.2.1	Influence du nombre d'Oldroyd à γ constant	131
7.4.2.2	Influence du nombre d'élasticité à Od constant	133
7.5	Conclusion	134
Conclusions générales et perspectives		135
Bibliographie		139
Publications et conférences		147
Résumé		149
Abstract		149

Notations

Lettres latines

a :	apothème (m)
A :	surface caractéristique de l'obstacle (m^2)
D :	dimension caractéristique de l'obstacle (m)
$\underline{\underline{D}}$:	tenseur des taux de déformation
D_{II} :	second invariant du tenseur des taux de déformation (s^{-1})
e :	épaisseur (m)
F_d :	force de traînée (N)
F_{dl} :	force de traînée s'exerçant sur la surface latérale (N)
F_p :	force de traînée due aux efforts normaux (N)
F_v :	force de traînée due aux contraintes de cisaillement (N)
g :	gravité ($m.s^{-2}$)
G :	module de cisaillement élastique (Pa)
G' :	module élastique (Pa)
G'' :	module visqueux (Pa)
h :	hauteur (m)
h_{am} :	hauteur de la zone rigide statique amont (m)
h_{av} :	hauteur de la zone rigide statique aval (m)
K :	consistance ($Pa.s^n$)
K_g :	consistance en présence de glissement ($Pa.s^p$)
l :	longueur (m)
N_1 :	première différence de contraintes normales (Pa)
N_2 :	deuxième différence de contraintes normales (Pa)
p :	pression (Pa)
R_a :	rugosité moyenne (μm)
R_{eq} :	épaisseur de la zone cisailée dans le plan équatorial (m)
T :	température ($^{\circ}C$)
t_e :	échelle de temps caractéristique des expériences (s)
t_r :	temps de relaxation (s)
U :	norme de la vitesse ($m.s^{-1}$)
U_g :	vitesse de glissement ($m.s^{-1}$)

U_0 :	vitesse du réservoir (m.s^{-1})
U_0^* :	vitesse caractéristique (m.s^{-1})
U_r :	vitesse radiale (m.s^{-1})
U_x :	vitesse tangentielle (m.s^{-1})
U_y :	vitesse normale (m.s^{-1})
U_z :	vitesse axiale (m.s^{-1})
z_{am} :	épaisseur de la zone cisailée amont (m)
z_{av} :	épaisseur de la zone cisailée aval (m)

Nombres sans dimension

C_d^* :	coefficient de traînée
$C_{d,\infty}^*$:	coefficient de traînée asymptotique
Od :	nombre d'Oldroyd
Re :	nombre de Reynolds
We :	nombre de Weissenberg
Y_{crit} :	critère de stabilité

Exposants et indices

am :	amont
av :	aval
b :	coefficient
d :	traînée
eq :	équateur
g :	glissement
m :	coefficient
n :	indice de rhéofluidification
n_g :	indice de puissance en présence de glissement
p :	paroi

Vecteurs

r :	vecteur radial unitaire (m)
x :	vecteur tangentiel unitaire (m)
y :	vecteur normal unitaire (m)
z :	vecteur axial unitaire (m)

Opérateurs mathématiques

$\underline{\underline{}}$: Opérateur matriciel

T : transposée matricielle

$\overrightarrow{\text{grad}}$: gradient matriciel

Symboles grecs

β : coefficient (-)

γ : déformation (-)

$\dot{\gamma}$: taux de cisaillement (s^{-1})

$\dot{\gamma}_p$: taux de cisaillement à la paroi (s^{-1})

δ : épaisseur de la zone cisailée (m)

δ_{am} : épaisseur de la zone rigide statique amont (m)

$\underline{\underline{\epsilon}}$: tenseur des taux de déformation

θ : angle ($^\circ$)

ρ : masse volumique ($kg.m^{-3}$)

$\Delta\rho$: différence entre les masses volumiques du fluide et du cône ($kg.m^{-3}$)

$\underline{\underline{\sigma}}$: déviateur du tenseur des contraintes

τ : contrainte de cisaillement (Pa)

$\underline{\underline{\tau}}$: tenseur des contraintes

τ_g : contrainte seuil de glissement (Pa)

τ_0 : contrainte seuil en volume (Pa)

τ_p : contrainte de cisaillement à la paroi (Pa)

τ'_g : contrainte (Pa)

ψ : facteur de glissement (-)

ω : fréquence d'oscillation ($rad.s^{-1}$)

Introduction générale

La plupart des fluides mis en œuvre dans les applications industrielles (agroalimentaire, cosmétique, pharmaceutique...) ou dans les écoulements géophysiques de type laves torrentielles ont des comportements complexes. Ils possèdent souvent un seuil d'écoulement qui leur permet de résister à des efforts finis sans s'écouler. Cette propriété est utilisée par exemple pour le maintien d'objets en suspension au sein de ces fluides dont la structure confère le plus souvent un comportement non linéaire sous écoulement. De plus, ce comportement peut dépendre de la durée et de l'intensité des sollicitations mécaniques appliquées notamment pour les fluides thixotropes. Outre le seuil d'écoulement, les fluides complexes contiennent parfois des particules poly-disperses non-colloïdales soumises aux forces gravitaires et hydrodynamiques en suspension. Ils peuvent par ailleurs glisser aux parois lorsque les conditions interfaciales sont favorables. Toutes ces propriétés influencent leur comportement sous écoulement et engendrent des champs d'écoulement spécifiques qui présentent parfois des instabilités donnant lieu à des phénomènes de ségrégation ou de migration. Aussi, est-il important de comprendre le comportement en écoulement des fluides complexes notamment en présence d'objets. Ceci est essentiel pour l'élaboration de nouveaux produits et pour l'amélioration de la productivité des procédés industriels. Une meilleure compréhension de ces écoulements passe tout d'abord par la détermination des propriétés rhéométriques des matériaux. Elle passe ensuite par la connaissance des champs de vitesse et de contraintes générés par leurs écoulements autour d'objets. Compte tenu des enjeux et des applications industrielles impactées, ce domaine de recherche a connu un intérêt grandissant au cours de ces dernières années. Nonobstant, l'analyse de la littérature révèle que de nombreuses lacunes persistent encore. Cette analyse révèle également que les mécanismes de base ne sont pas tous bien maîtrisés aussi bien pour l'écoulement autour d'un unique objet isolé que pour l'écoulement en présence de plusieurs objets qui interagissent entre eux.

Dans cette optique, cette thèse se propose d'analyser l'influence de la vitesse d'écoulement et des conditions interfaciales : glissement et adhérence, sur les forces de traînée et les champs cinématiques générés par l'écoulement quasi-statique d'un fluide à seuil modèle autour d'obstacles. Les écoulements étudiés sont axisymétriques, bidimensionnels et à vitesse contrôlée. Les vitesses d'écoulement considérées sont telles que les effets inertiels sont négligeables devant les effets visqueux eux-mêmes faibles par rapport aux effets plastiques. Les géométries considérées sont le disque, le cône, la sphère et la plaque plane. Elles sont

couramment utilisées dans les applications industrielles et en géomécanique. Le fluide utilisé est le gel de Carbopol ; fluide à seuil non-thixotrope. Ce fluide modèle a l'intérêt de se prêter favorablement aux expériences de mécanique des fluides et aussi d'être bien caractérisé des points de vue physico-chimique et micro-structurel. Cette bonne caractérisation aide à une meilleure compréhension des phénomènes liés aux expériences. Le gel de Carbopol a un comportement élasto-viscoplastique pouvant être décrit par le modèle de Herschel-Bulkley au-dessus du seuil de contrainte et par le modèle de Hooke en dessous du seuil. Le nombre adimensionnel clé de l'étude est le nombre d'Oldroyd qui représente le ratio entre les effets plastiques et les effets visqueux. Les propriétés rhéométriques des gels utilisés et les vitesses d'écoulement considérées conduisent à des nombres d'Oldroyd compris entre 10 et 200. Dans cette étude essentiellement expérimentale, les grandeurs analysées sont la force de traînée et les champs et profils de vitesse déterminés par la technique de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Ces grandeurs sont étudiées en fonction du nombre d'Oldroyd et des propriétés interfaciales de l'objet.

Le manuscrit est organisé en sept chapitres qui rendent compte des travaux expérimentaux (chap. 2 à 6) et numériques (chap. 7) menés.

Le premier chapitre fait une brève excursion dans le monde des fluides en général et plus particulièrement dans le monde des fluides à seuil. Il s'intéresse notamment à leurs comportements ainsi qu'aux différents moyens permettant de les caractériser. La première partie présente la terminologie utilisée pour décrire ces comportements. La seconde partie présente les différents modes de mesures, les géométries et les phénomènes responsables d'artefacts expérimentaux durant les mesures de rhéométrie.

Le deuxième chapitre présente le fluide à seuil utilisé dans cette étude. Il décrit notamment son mode de préparation, ses propriétés rhéologiques et présente également quelques courbes d'écoulement issues d'essais de rhéométrie. Ce chapitre présente par ailleurs les écoulements considérés et les paramètres adimensionnels. Il décrit enfin le dispositif expérimental et définit les grandeurs dynamiques et cinématiques étudiées.

Le troisième chapitre analyse l'écoulement rampant d'un fluide à seuil autour d'un disque perpendiculaire à la direction de l'écoulement. Dans cette configuration, l'influence du glissement n'est pas considérée. L'influence du facteur de forme, i.e. du ratio entre l'épaisseur et le diamètre du disque, sur le coefficient de traînée a été analysée. Les mesures de force ont

permis de prédire la contrainte minimale pour maintenir le disque en suspension au sein du fluide. En outre, la visualisation des champs de vitesse a permis de quantifier la forme et l'étendue des zones rigides statiques et des zones cisailées autour du disque. Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux résultats numériques de la littérature.

Le quatrième chapitre est consacré à l'écoulement rampant d'un fluide à seuil autour d'obstacles coniques. L'écoulement est analysé en régime permanent avec des conditions d'adhérence aux parois. Les influences de l'angle au sommet du cône et du nombre d'Oldroyd sur le coefficient de traînée sont tout d'abord analysées. Des corrélations sont proposées pour modéliser l'évolution de ce coefficient en fonction de ces deux paramètres. L'étude menée fournit une nouvelle alternative de mesure de la contrainte seuil. Les champs de vitesse autour des cônes sont ensuite analysés. Ils permettent de décrire l'influence de l'angle au sommet sur les zones rigides et les zones cisailées qui se développent au voisinage de l'arête des cônes. Par ailleurs, les contraintes de cisaillement aux parois, estimées à partir des mesures de PIV, permettent de quantifier la contribution de la surface latérale dans la force de traînée totale.

Le cinquième chapitre analyse l'écoulement non inertiel d'un fluide à seuil autour de sphères présentant des propriétés interfaciales différentes : adhérence ou glissement. Les lois de frottement aux interfaces ont été déterminées. Les paramètres résultants ont servi à analyser les résultats. Le coefficient de traînée, déterminé en fonction des propriétés hydrophobes et de la rugosité des surfaces, a permis de proposer un critère de stabilité pour une sphère dans un fluide à seuil en fonction des propriétés interfaciales. Par ailleurs, l'analyse cinématique a permis de quantifier les champs de vitesse autour des sphères. Ceci a permis de caractériser l'étendue et la forme des zones cisailées et des zones rigides statiques. En outre, les mesures de champs de vitesse ont permis d'identifier la contribution des contraintes de cisaillement et des contraintes normales dans la force de traînée totale.

Le sixième chapitre s'intéresse à l'influence du glissement sur l'écoulement non inertiel d'un fluide élasto-viscoplastique autour d'une plaque plane. Les propriétés du fluide ont été finement caractérisées aussi bien en volume qu'en présence de glissement. La force de traînée a été analysée en fonction du nombre d'Oldroyd et des conditions tribologiques : adhérence et glissement. Cette force diminue lorsque le nombre d'Oldroyd augmente, i.e. quand la vitesse diminue, et est réduite en présence du glissement. Par ailleurs, les champs cinématiques ont permis de déterminer l'influence du nombre d'Oldroyd et des propriétés tribologiques sur les zones cisailées et les zones rigides de l'écoulement. Les résultats révèlent la faible influence

du nombre d'Oldroyd sur l'épaisseur de la zone cisailée. Les contraintes de cisaillement pariétales calculées à partir des mesures de force et les vitesses de glissement sont ensuite comparées aux mesures rhéométriques.

Le septième chapitre est consacré à la simulation numérique de l'écoulement d'un fluide élasto-viscoplastique autour d'une plaque plane aux parois adhérentes. L'analyse est menée avec un code de calculs qui décrit le comportement du fluide par un modèle élasto-viscoplastique. Ce modèle a été implémenté dans le code Ellipsis développé par M. Frédéric Dufour du Laboratoire Sols, Solides, Structures – Risques. Les propriétés de l'écoulement sont déterminées par la Méthode des Eléments Finis avec des Points d'Intégration Lagrangiens (MEFPIL). Les résultats numériques sont tout d'abord analysés à la lumière des résultats expérimentaux du chapitre précédent. L'analyse montre un bon accord entre les profils de vitesse et les coefficients de traînée numériques et expérimentaux. Par ailleurs, une étude paramétrique a été menée afin de comprendre l'influence du seuil de contrainte et de l'élasticité sur les régions d'écoulement.

Enfin, une conclusion générale et des perspectives sont proposées.

Chapitre 1 : Excursion au cœur des fluides...

1.1 Introduction

Dans son quotidien, l'homme a constamment recours aux fluides pour répondre à des besoins bien spécifiques. La réalisation de ces besoins requiert des fluides, des propriétés assez particulières. Ce sont entre autres des propriétés rhéologiques (consistance, viscosité, seuil de contrainte...), optiques (transparence, biréfringence...), thermodynamiques (température de fusion, pression, masse volumique...), chimiques (masse molaire, structure...), électriques et magnétiques (permittivité, conductivité...). Toutes ces propriétés conduisent à l'existence de plusieurs types de fluides dont les plus simples sont les fluides Newtoniens tels que l'eau. Les fluides Newtoniens sont caractérisés par une viscosité qui ne dépend que de la température et de la pression mais pas des forces agissant sur l'élément fluide. Les fluides qui ne s'inscrivent pas dans cette définition sont dits non-Newtoniens. La plupart possèdent généralement une structure. L'organisation et la désorganisation de cette structure dépendent de nombreux paramètres tels que la contrainte appliquée au fluide, le temps, la température... Les fluides non-Newtoniens peuvent se classer en deux grandes catégories selon leur comportement vis-à-vis du temps. La première catégorie regroupe ceux dont le comportement dépend du temps : fluides thixotropes [1-4], rhéopexes et viscoélastiques. La deuxième catégorie regroupe ceux dont le comportement est indépendant du temps : fluides viscoplastiques, rhéofluidifiants et rhéo-épaississants. Ce chapitre s'intéresse aux moyens et aux grandeurs permettant de décrire le comportement des fluides en général et des fluides à seuil en particulier. La première partie présente la terminologie utilisée pour décrire ce comportement. La seconde partie s'intéresse aux modes, aux moyens et aux phénomènes responsables d'artefacts expérimentaux lors des essais de rhéométrie.

1.2 Terminologie

Cette section présente les grandeurs fondamentales servant à caractériser le comportement rhéométrique des fluides en général et en particulier des fluides à seuil.

1.2.1 Quelques exemples de fluides



(a) Eau de mer



(b) Lait



(c) Dentifrice



(d) Sang



(e) Pétrole



(f) Lave torrentielle

Figure 1.1 : Exemples de fluides.

La figure 1.1 montre quelques fluides couramment utilisés. Ces fluides interviennent dans tous les domaines d'activités : agroalimentaire, pharmaceutique, médical, industriel, géophysique...

1.2.2 Caractéristiques fondamentales

Ce paragraphe présente les grandeurs fondamentales qui servent à décrire le comportement rhéologique d'un fluide.

1.2.2.1 Taux de cisaillement ou vitesse de déformation

La déformation d'un fluide, notée γ , correspond à la variation de déplacement lorsque l'on passe d'une couche de ce fluide à une couche voisine. Le taux de cisaillement ou vitesse de déformation correspond à la dérivée temporelle de la déformation. Il est noté $\dot{\gamma}$ et s'exprime en s^{-1} .

1.2.2.2 Tenseur des taux de déformation

Dans un fluide soumis à un champ de vitesse \vec{u} , le tenseur des taux de déformation noté $\underline{\underline{D}}$ est défini par l'équation (1.1).

$$\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} (\overrightarrow{\text{grad}} \vec{u} + \overrightarrow{\text{grad}} \vec{u}^T) \quad (1.1)$$

1.2.2.3 Contraintes

La contrainte représente la force appliquée à un milieu par unité de surface. Généralement notée τ , elle s'exprime en Pa et se présente sous forme scalaire en 1D mais prend une forme tensorielle pour les écoulements 2D et 3D. A titre illustratif, le tenseur des contraintes pour un écoulement 3D quelconque s'écrit :

$$\underline{\underline{\tau}} = \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix} = -p \underline{\underline{1}} + \underline{\underline{\sigma}} \quad (1.2)$$

Où $\underline{\underline{1}}$ et p désignent respectivement la matrice identité et la pression. La seconde partie de l'équation (1.2) fournit une décomposition du tenseur des contraintes en une composante isotrope $-p \underline{\underline{1}}$ représentant les forces de pression et une composante anisotrope $\underline{\underline{\sigma}}$ représentant le déviateur du tenseur des contraintes.

1.2.2.3.1 Contrainte seuil, seuil d'écoulement ou seuil de contrainte

La contrainte seuil d'un fluide aussi appelée seuil d'écoulement ou seuil de contrainte correspond à la contrainte à partir de laquelle l'écoulement de ce fluide commence ou s'arrête. Notée τ_0 , elle assure le passage de l'état solide élastique à l'état visqueux et vice versa. Il existe une contrainte seuil statique : contrainte à partir de laquelle l'écoulement du fluide commence, et une contrainte seuil dynamique : contrainte à partir de laquelle l'écoulement du fluide s'arrête. La contrainte seuil statique est généralement supérieure à la contrainte seuil dynamique [5].

1.2.2.3.2 Contraintes normales

Les contraintes normales représentent les composantes diagonales du tenseur des contraintes. Les différences entre elles correspondent aux différences de contraintes normales définies par les équations (1.3) et (1.4).

$$\begin{cases} N_1 = \tau_{11} - \tau_{22} \\ N_2 = \tau_{22} - \tau_{33} \end{cases} \quad (1.3, 1.4)$$

N_1 et N_2 sont respectivement les première et deuxième différences de contraintes normales. Ces deux grandeurs, liées à l'anisotropie du fluide, sont nulles dans le cas des fluides Newtoniens soumis à un cisaillement. L'hypothèse de Weissenberg [6] stipule que N_2 est généralement négligeable devant N_1 . D'autres études empiriques montrent également que N_1 et N_2 sont proportionnelles à $\dot{\gamma}^2$ [6, 7] via des coefficients respectivement notés par ψ_1 et ψ_2 .

1.2.2.3.3 Invariants d'un tenseur

Les invariants d'un tenseur sont les grandeurs indépendantes de la base de représentation du tenseur. Les trois invariants élémentaires d'un tenseur $\underline{\underline{X}}$ sont définis par les équations (1.5), (1.6) et (1.7) où chaque grandeur X_i représente le $i^{\text{ème}}$ invariant du tenseur $\underline{\underline{X}}$.

$$\begin{cases} X_I = \text{tr} \left(\underline{\underline{X}} \right) \\ X_{II} = \frac{1}{2} [\text{tr} \left(\underline{\underline{X}} \right)^2 - \text{tr} \left(\underline{\underline{X}}^2 \right)] \\ X_{III} = \det \left(\underline{\underline{X}} \right) \end{cases} \quad (1.5, 1.6, 1.7)$$

Chaque invariant joue un rôle particulier. A titre illustratif, les valeurs nulles du second invariant de $\underline{\underline{D}}$ définissent l'étendue des zones rigides. En outre, le second invariant de $\underline{\underline{\tau}}$ intervient dans la définition des critères limites d'élasticité d'un milieu.

1.2.2.4 Viscosités

La viscosité d'un fluide traduit sa capacité à résister à un écoulement. Elle se présente sous forme scalaire en 1D ou sous forme tensorielle en 2D et en 3D. Plusieurs viscosités existent selon la nature du matériau rencontré.

1.2.2.4.1 Viscosités d'un fluide

Pour un fluide, on distingue la viscosité dynamique notée η . Elle s'exprime en Pa.s et correspond au rapport entre la contrainte τ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Le rapport entre la viscosité dynamique η et la masse volumique ρ du fluide représente la viscosité cinématique notée ν qui s'exprime en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

La viscosité d'un fluide dépend de plusieurs paramètres dont la température [6]. Une augmentation de la température favorise l'écoulement et conduit donc à une diminution de la

viscosité. A contrario, une diminution de la température conduit à une augmentation de la viscosité et donc à une résistance à l'écoulement. L'influence de la température sur la viscosité est prise en compte dans les modèles de William-Landel-Ferry [6], d'Arrhénius [6] et dans le modèle exponentiel.

Par ailleurs, le temps influence la viscosité d'un fluide [1-4, 6] notamment si le comportement du fluide en dépend. Soumis à un cisaillement, la structure d'un tel fluide se désorganise avant de retrouver sa structure initiale au bout d'un temps appelé temps de restructuration. Il existe un couplage entre les facteurs temps et température [6]. Ce couplage conduit à la superposition temps/température (STT). La STT prédit le passage d'une courbe de viscosité en fonction du temps à une température T_0 donnée, à une autre courbe de viscosité en fonction du temps à une température T via un facteur de translation $a_{T \rightarrow T_0}$. Ce facteur de translation dépend uniquement des températures T et T_0 . Ainsi, toutes les courbes se déduisent d'une seule courbe appelée courbe maîtresse.

Le taux de cisaillement influence la viscosité des fluides non-Newtoniens. Pour ces fluides, la viscosité est une fonction du taux de cisaillement et parfois de ses puissances. En outre, la pression exercée sur un fluide peut modifier sa viscosité. Toutefois, cette modification n'est significative qu'à des pressions de l'ordre du MPa mises en jeu dans les procédés tels que les forages pétroliers et la lubrification des dents d'engrenages.

Pour les solutions de polymères, la viscosité dépend de la masse molaire M [8]. Deux évolutions sont possibles selon la valeur de M . Pour les masses molaires inférieures à une masse critique M_c , la loi de Stokes stipule la proportionnalité entre la viscosité et la masse molaire M ; la solution a un comportement quasi-Newtonien. Au-delà de la masse critique M_c , la loi de Fiory stipule que la viscosité est proportionnelle à $M^{3.4}$ ou $M^{3.5}$. Le comportement de la solution est donc fortement non-Newtonien à cause des interactions entre les chaînes moléculaires et du mouvement latéral des segments qui est gêné par les enchevêtrements.

1.2.2.4.2 Viscosités d'une suspension

La viscosité d'une suspension dépend de sa concentration en solution. On distingue la viscosité relative notée η_r . Elle correspond au rapport entre les viscosités de la suspension et de la phase liquide. On distingue également la viscosité spécifique notée η_{sp} qui correspond à l'écart $1 - \eta_r$ et la viscosité réduite notée η_{red} . La viscosité réduite correspond au rapport entre la

viscosité spécifique η_{sp} et la concentration de la suspension. Pour les concentrations quasi-nulles, ce rapport conduit à une viscosité limite appelée viscosité intrinsèque notée $[\eta]$.

Plusieurs corrélations permettent de décrire la relation entre la viscosité et la concentration en solution d'une suspension. Pour les faibles concentrations, la plus utilisée est celle d'Einstein [6] quand la corrélation de Krieger-Dougherty [6] est la plus utilisée pour les suspensions moyennement concentrées. D'autres paramètres tels que les champs magnétique et électrique peuvent également modifier la viscosité d'une suspension.

1.2.3 Conclusion partielle

Les paragraphes précédents ont présenté les grandeurs fondamentales qui servent à décrire le comportement d'un fluide. Il convient maintenant de s'intéresser à la détermination de ces comportements qui passe par des essais de rhéométrie.

1.3 Rhéométrie

Les essais de rhéométrie peuvent se faire par différents modes de mesure et par le biais de diverses géométries.

1.3.1 Modes de mesure

Les mesures rhéométriques peuvent se faire soit en mode écoulement ou soit en mode oscillatoire.

1.3.1.1 Mode de mesure en écoulement

Dans ce mode de mesure, une contrainte est imposée dans le temps au fluide et la déformation résultant est mesurée ou vice versa. La grandeur imposée peut être une fonction constante, une rampe ou un échelon. A déformation imposée constante, on parlera de fluage et à contrainte imposée constante, on parlera de relaxation de contraintes. Le mode de mesure en écoulement est intéressant pour déterminer la durée du régime transitoire ainsi que les propriétés du fluide en régime permanent. Il est également intéressant pour tester la réversibilité du matériau. Toutefois, ses résultats dépendent généralement de l'intensité de la grandeur imposée.

1.3.1.2 Mode de mesure dynamique ou oscillatoire

Le mode de mesure dynamique ou oscillatoire est similaire au mode de mesure en écoulement à la seule différence près que la grandeur imposée est une grandeur sinusoïdale oscillant à une fréquence ω . A titre illustratif, la contrainte de cisaillement en 1D dans ce mode de mesure se décompose suivant les équations (1.8) et (1.9) où γ_0 représente le module de la déformation.

$$\begin{cases} \tau = [G'(\omega) \sin(\omega t) + G''(\omega) \cos(\omega t)]\gamma_0 \\ \gamma = \gamma_0 \sin(\omega t) \end{cases} \quad (1.8, 1.9)$$

Ces équations font apparaître une composante élastique de module G' en phase avec la déformation γ et une composante visqueuse de module G'' en phase avec le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Les modules G' et G'' permettent de définir les grandeurs complexes telles que le module complexe G^* , la viscosité complexe η^* , etc.

Les mesures oscillatoires servent à déterminer à une fréquence ω donnée, les modules élastique et visqueux G' et G'' ainsi que l'angle de phase ou angle de perte α qui caractérise le déphasage entre la contrainte et la déformation. Pour un fluide purement élastique, l'angle de phase est nul mais il vaut $\frac{\pi}{2}$ pour un fluide purement visqueux. Les mesures oscillatoires servent également à déterminer le temps de restructuration d'un matériau et offrent par ailleurs des temps de mesure assez courts.

1.3.1.3 Couplage entre mesures en écoulement et mesures oscillatoires

Tels que décrits précédemment, les deux modes de mesure diffèrent par leurs modes opératoires et leurs avantages. Toutefois, une correspondance existe parfois entre les mesures effectuées en mode écoulement et celles effectuées en mode oscillatoire. La correspondance la plus connue est fournie par la relation de Cox-Merz [9] décrite par l'équation (1.10).

$$\eta(\dot{\gamma}) = |\eta^*(\omega)|_{\omega=\dot{\gamma}} \quad (1.10)$$

La relation de Cox-Merz stipule qu'en régime permanent la viscosité mesurée en mode écoulement est égale à la viscosité mesurée en mode oscillatoire à une fréquence ω égale au taux de cisaillement. C'est une relation semi-empirique qui ne repose sur aucun principe physique même si les études [10, 11] ont essayé de la justifier théoriquement grâce aux équations de la mécanique classique. Toutefois, cette justification ne s'est limitée qu'aux faibles taux de cisaillement et qu'aux faibles fréquences. Dans ces conditions, les études [10, 11] ont

montré que les viscosités obtenues en régime permanent par les deux modes de mesure sont égales. Pour étendre la gamme de taux de cisaillement et de fréquences, Milner [8] utilise le modèle de reptation de Doi-Edwards pour tenter de fournir une base théorique à la relation de Cox-Merz. Cependant, son analyse s'avère en partie heuristique et ne s'applique qu'aux polymères ayant une large distribution de masse moléculaire.

Le caractère semi-empirique de la relation de Cox-Merz empêche sa généralisation à tous les fluides et réduit son application aux solutions concentrées et semi-diluées de polymères fondus. Cette relation ne s'applique pas aux fluides de Boger, aux solutions gélifiées et aux solutions de particules poly-disperses. Aux grandes fréquences d'écoulement, elle conduit soit à une surestimation, soit à une sous-estimation des mesures. Toutefois, la relation de Cox-Merz est intéressante pour étudier les comportements aux faibles taux de cisaillement. En effet, les mesures rhéométriques effectuées à ces taux de cisaillement requièrent généralement des temps suffisamment longs pour atteindre le régime permanent. Lesquels temps peuvent être réduits par des mesures effectuées en mode oscillatoire.

En s'inspirant de la relation de Cox-Merz, Al-Hadithi et al. [12] ont montré que cette relation pouvait s'étendre également à la première différence de contraintes normales N_1 pour les fluides vérifiant la relation de Cox-Merz. Ils vérifient leur relation pour des solutions de polypropylène, de poly-isobutylène et de viscarin.

Ayant décrit les différents modes de mesure des propriétés rhéologiques, il convient désormais de s'intéresser aux géométries utilisées dans les essais de rhéométrie.

1.3.2 Géométries

Les propriétés rhéologiques d'un fluide peuvent être caractérisées soit avec une géométrie capillaire ou soit avec une géométrie rotative.

1.3.2.1 Géométrie capillaire : Mode de mesure indirecte

La géométrie capillaire est une géométrie simple et précise dont le principe de mesure repose sur la disposition du capillaire. Au sein des capillaires verticaux, le fluide s'écoule sous l'effet de la pesanteur à l'intérieur d'un tube cylindrique. La mesure du temps d'écoulement d'un volume de fluide donné conduit à la viscosité via la loi de Poiseuille [6]. Cette loi stipule la proportionnalité entre la viscosité et le temps d'écoulement du fluide. Au sein des capillaires horizontaux, le fluide s'écoule sous l'effet de la pression. La mesure du débit fournit les évolutions de la contrainte en fonction du taux de cisaillement via la relation de Rabinowitsch

[6]. La géométrie capillaire est beaucoup plus utilisée pour les fluides Newtoniens à cause notamment du cisaillement hétérogène qui y apparaît lors des mesures.

1.3.2.2 Géométrie rotative : Mode de mesure directe

La géométrie rotative est la plus utilisée en rhéométrie pour tous les types de fluides. Dans cette géométrie, l'échantillon à analyser est confiné entre deux surfaces solides. Ces surfaces peuvent être de type plan-plan, cône-plan, cylindres coaxiaux, etc. L'une des surfaces est maintenue fixe quand l'autre est en rotation à la vitesse angulaire Ω autour d'un axe. La géométrie rotative offre la possibilité de contrôler et de faire varier les conditions de cisaillement indépendamment de la nature adhérente ou glissante des surfaces et des propriétés rhéologiques de l'échantillon. Elle convient également pour tous les modes de mesure. Dans cette géométrie, les grandeurs mesurées sont soit la contrainte de cisaillement qui est proportionnelle au couple de rotation appliqué, soit la déformation qui est proportionnelle à un angle de rotation ou soit encore le taux de cisaillement qui est proportionnel à la vitesse angulaire de rotation Ω .

Les géométries ci-dessus décrites reposent sur des principes physiques différents. Aussi le choix d'une géométrie devra-t-il dépendre du type de fluide et de la plage de couple ou de taux de cisaillement autorisée par la géométrie. Indépendamment de la géométrie choisie, les mesures rhéométriques sont parfois sujettes à des perturbations qui conduisent à des artefacts expérimentaux.

1.3.3 Phénomènes responsables d'artefacts expérimentaux

Les mesures rhéométriques peuvent être perturbées par divers effets essentiellement dus à la nature du fluide qui peut par exemple conduire à un glissement du fluide aux parois de la géométrie. De nombreuses études ont analysé le lien entre le glissement aux parois et la microstructure du fluide [13-16]. Elles ont montré que le glissement engendre un cisaillement non homogène au sein du fluide et apparaît dans le cas des fluides à seuil. Pour ces fluides cisailés entre deux surfaces adhérentes, Magnin et Piau [13] et Meeker et al. [14] observent un écoulement sans glissement et homogène dans tout le volume. Cependant, lorsque ces fluides sont faiblement cisailés entre une surface adhérente et une surface non adhérente, ils observent un écoulement hétérogène dans lequel le fluide est entraîné par la surface adhérente mais glisse sur la surface non adhérente. Ce glissement conduit à une contrainte seuil de glissement τ_g inférieure à la contrainte seuil en volume τ_0 obtenue en cisillant le fluide entre deux surfaces adhérentes. Les études [13, 14] montrent également que la contrainte seuil de glissement dépend

uniquement de la vitesse de glissement à l'interface. Pour éviter le glissement lors des mesures, les géométries sont généralement recouvertes de papier de verre de rugosité supérieure à la taille caractéristique des particules constitutives du fluide.

Par ailleurs, la fracturation de l'échantillon [17] aux forts taux de cisaillement conduit également à des mesures erronées. Elle se manifeste par une discontinuité du profil de vitesse et conduit à un cisaillement non homogène responsable d'importantes modifications dans la courbe d'écoulement du fluide. En outre, les effets de bord à l'interface air/échantillon peuvent également perturber les mesures. Ces effets conduisent à l'évaporation du fluide, au creusement et à la sédimentation ou au crémage. Pour y remédier, un casque anti-évaporation est utilisé lors des mesures de rhéométrie.

Cette section a décrit les divers moyens permettant la caractérisation rhéométrique d'un fluide. Il convient maintenant d'analyser les courbes d'écoulement pouvant être obtenues à l'issue d'une analyse rhéométrique.

1.3.4 Courbes d'écoulement ou rhéogrammes

Les courbes d'écoulement ou rhéogrammes correspondent aux évolutions de la contrainte en fonction du taux de cisaillement. Elles servent à caractériser le comportement du fluide. La figure 1.2 illustre les différentes courbes d'écoulement possibles pour un fluide et présente également les évolutions de la viscosité en fonction du taux de cisaillement. Ces courbes peuvent se répartir en deux grands types de comportements : linéaire et non linéaire.

1.3.4.1 Comportements linéaires

Ces comportements se traduisent par une proportionnalité entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement à partir d'une certaine contrainte seuil τ_0 . La viscosité du fluide correspond à la pente de la droite. Les comportements linéaires peuvent être modélisés par le modèle Newtonien si la contrainte seuil τ_0 est nulle ou par le modèle de Bingham [18] si la contrainte seuil τ_0 est non nulle.

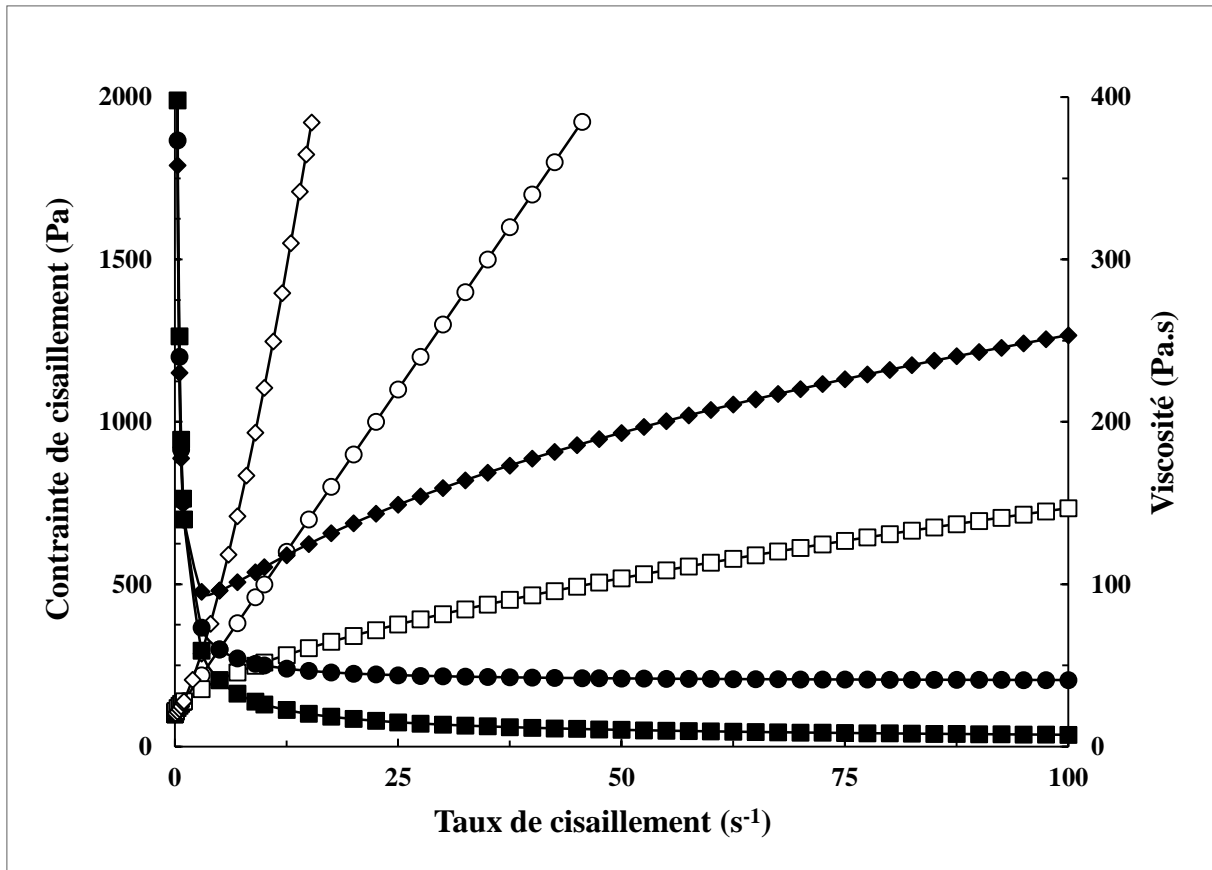


Figure 1.2 : Différentes évolutions de la contrainte (blanc) et de la viscosité (noir) en fonction du taux de cisaillement. Comportements linéaire (cercles), rhéofluidifiant avec $n = 0.6$ (carrés) et rhéo-épaississant avec $n = 1.4$ (losanges). Contrainte seuil de 100 Pa.

1.3.4.2 Comportements non linéaires

Ces comportements sont caractérisés par une contrainte qui évolue comme une puissance n du taux de cisaillement. Cette puissance n , différente de 1, conduit à deux grands comportements non linéaires selon la valeur de n : le comportement rhéofluidifiant et le comportement rhéo-épaississant.

1.3.4.2.1 Comportement rhéofluidifiant

Il est décrit par les fluides tels que le Carbopol et la peinture. L'indice de puissance n ou indice de rhéofluidification de ces fluides est inférieur à 1. Par conséquent, la viscosité de ces fluides diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. On parlera de fluide rhéofluidifiant si la contrainte seuil τ_0 est nulle et de fluide viscoplastique si la contrainte seuil τ_0 est non nulle.

1.3.4.2.2 Comportement rhéo-épaississant

Il est décrit par les fluides tels que la maïzena et l'empois. L'indice de puissance n ou indice de rhéo-épaississement de ces fluides est supérieur à 1. Il en résulte une augmentation de la viscosité du fluide lorsque le taux de cisaillement augmente. On note un comportement rhéo-épaississant sans seuil de contrainte et un comportement rhéo-épaississant avec seuil de contrainte.

Les comportements non linéaires peuvent être décrits par divers modèles [18-20]. Toutefois, les plus utilisés sont les modèles de Herschel-Bulkley [5, 7, 18-20], de Casson et de Casson généralisé.

1.4 Conclusion

Ce chapitre a décrit les différents types de fluides qui existent ainsi que les grandeurs fondamentales qui servent à caractériser leurs comportements. Il a également présenté les techniques rhéométriques et les géométries utilisées pour la détermination de ces grandeurs fondamentales. Cette détermination peut être perturbée par certains phénomènes qui conduisent à des artefacts expérimentaux. Toutefois, de nombreux moyens existent pour y remédier et pour ainsi parvenir à une meilleure caractérisation du comportement des fluides.

Chapitre 2 : Matériau et méthodes

2.1 Introduction

Ce chapitre décrit les propriétés du fluide utilisé dans ces travaux : le gel de Carbopol, et les méthodes d'analyse des écoulements considérés. Il présente tout d'abord le mode de préparation du gel de Carbopol et analyse son comportement rhéologique. Ce comportement est analysé en mode écoulement et en mode oscillatoire avec des géométries aux propriétés interfaciales différentes afin de caractériser l'influence du glissement. Les courbes d'écoulement obtenues révèlent essentiellement le caractère élasto-viscoplastique et non-thixotrope du gel de Carbopol utilisé. La deuxième section du chapitre définit le cadre de toute l'étude qui s'intéresse à l'écoulement du gel de Carbopol autour d'obstacles. Cette section présente également les paramètres adimensionnels et le dispositif expérimental utilisés pour l'analyse. Elle présente enfin les grandeurs mesurées et les techniques de mesures.

2.2 Matériau

2.2.1 Préparation

Le Carbopol est un polymère de couleur blanchâtre dont la structure moléculaire est constituée de n chaînes d'acide acrylique de formule $C_3H_4O_2$. Les gels de Carbopol utilisés dans cette étude ont été obtenus par la dissolution d'une quantité massique de Carbopol 940 produit par Goodrich [21] dans de l'eau déminéralisée. Cette dissolution conduit à une solution acide et translucide qui est ensuite neutralisée au moyen de la soude. La neutralisation doit être menée délicatement pour éviter de générer des bulles au sein de la solution. La quantité de soude à ajouter dépend du pH et de la transparence souhaités. Les gels préparés ont un pH neutre et sont transparents. Leur comportement rhéométrique a été analysé en mode écoulement et en mode oscillatoire.

2.2.2 Comportement en mode écoulement

Cette section analyse le comportement en mode écoulement des gels de Carbopol utilisés. Ce comportement a fait l'objet de plusieurs études [5, 7, 13, 19, 20, 22-25] qui ont révélé le caractère élasto-viscoplastique et non-thixotrope des gels de Carbopol.

2.2.2.1 Elasto-viscoplasticité

2.2.2.1.1 Modélisation

Balmforth et al. [5], Piau [7], Roberts et Barnes [24] et Dimitriou et al. [25] révèlent le comportement élasto-viscoplastique du Carbopol 940. Ce comportement peut être modélisé par le modèle de Herschel-Bulkley complété par le modèle de Hooke.

$$\begin{cases} \underline{\underline{\tau}} = 2 \left(\frac{\tau_0}{\sqrt{-4D_{II}}} + K\sqrt{-4D_{II}}^{n-1} \right) \underline{\underline{D}} & \text{si } -\tau_{II} > \tau_0^2 \\ \underline{\underline{\tau}} = 2G\underline{\underline{\varepsilon}} & \text{si } -\tau_{II} \leq \tau_0^2 \end{cases} \quad (2.1)$$

Où τ_0 représente la contrainte seuil, K la consistance, n l'indice de rhéofluidification et G le module de cisaillement élastique. $\underline{\underline{\tau}}$, $\underline{\underline{\varepsilon}}$ et $\underline{\underline{D}}$ sont respectivement les tenseurs des contraintes, des déformations et des taux de déformation. $D_{II} = -\frac{1}{2} \text{tr } \underline{\underline{D}}^2$ et $\tau_{II} = -\frac{1}{2} \text{tr } \underline{\underline{\tau}}^2$ sont respectivement les seconds invariants des tenseurs $\underline{\underline{D}}$ et $\underline{\underline{\tau}}$.

Toutefois, il convient de noter que le modèle de Hooke est uniquement limité aux faibles déformations. Ainsi, le modèle néo-Hookéen permet de mieux décrire le comportement du gel de Carbopol en dessous de la contrainte seuil. A ce propos, les travaux de Höhler et al. [26] et de Labiausse et al. [27] sur les mousses peuvent être considérés car le comportement des mousses est proche de celui des suspensions concentrées de micro-gels.

Pour un cisaillement simple et monodimensionnel, l'équation (2.1) s'écrit :

$$\begin{cases} \tau = \tau_0 + K\dot{\gamma}^n & \text{si } \tau > \tau_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau \leq \tau_0 \end{cases} \quad (2.2)$$

Dans cette étude, le modèle de Herschel-Bulkley simplifié (cf. équation 2.2) sera choisi pour décrire le comportement en volume du gel de Carbopol. Ce modèle ne requiert que trois paramètres pour la description complète de la courbe d'écoulement. Toutefois, son usage est limité par l'indétermination de l'état des contraintes en dessous de la contrainte seuil. Pour pallier cette indétermination, des modèles beaucoup plus sophistiqués ont été développés. Ce sont notamment le modèle de durcissement cinétique ou modèle KH [25], le modèle de Papanastasiou [28] et le modèle bi-visqueux [29] couramment utilisés dans les études numériques.

2.2.2.1.2 Courbes d'écoulement

La figure 2.1 fournit les courbes d'écoulement obtenues en régime permanent pour l'un des gels de Carbopol utilisés. Ces courbes ont été obtenues à partir d'essais réalisés à vitesse contrôlée sur les rhéomètres ARG2 et DHR3 développés par TA Instruments. La gamme de taux de cisaillement parcourue va de 10^{-6} s^{-1} à 100 s^{-1} . Les essais ont été effectués à température et à évaporation contrôlées avec des géométries aux propriétés interfaciales différentes : adhérente et glissante. Ces deux interfaces permettent de caractériser le comportement du gel en volume : interface adhérente, et le comportement en présence de glissement dans le cas de l'interface glissante. L'interface adhérente correspond à une cellule cône-plan dont les parois ont été recouvertes d'un papier adhésif de rugosité $R_a = 200 \text{ } \mu\text{m}$ supérieure à la taille caractéristique des micro-sphères constitutives du gel de Carbopol. Le cône utilisé a un diamètre de 50 mm et un angle de $4^\circ 30'$ rad. L'interface glissante est une cellule plan-plan qui a des propriétés de surface différentes selon le protocole décrit par Piau [7]. L'un des plans est recouvert d'un papier adhésif de rugosité $R_a = 200 \text{ } \mu\text{m}$ quand le second est en PTFE, matériau dont les propriétés hydrophobes et la rugosité d'environ $0.5 \text{ } \mu\text{m}$ favorisent le glissement du gel. Avant les essais, le plan en PTFE a été nettoyé suivant un protocole particulier afin d'y éliminer toutes les impuretés. Les courbes obtenues avec la géométrie cône-plan permettent de définir les paramètres du modèle de Herschel-Bulkley. Ces paramètres déterminés par la méthode des moindres carrés sont résumés dans le tableau 2.1.

Interface adhérente : Eq. (2.1)			Interface glissante : Eq. (2.3)		
$\tau_0 \text{ (Pa)}$	$K \text{ (Pa.s}^n\text{)}$	n	$\tau_g \text{ (Pa)}$	$K_g \text{ (Pa.s}^{n_g}\text{)}$	n_g
95.6	45.4	0.39	14.5	264	0.44

Tableau 2.1 : Propriétés rhéologiques du gel.

La figure 2.1 révèle le caractère viscoplastique du gel de Carbopol indépendamment des propriétés interfaciales. Pour les faibles taux de cisaillement, les contraintes de cisaillement obtenues avec l'interface glissante sont inférieures à celles obtenues avec l'interface adhérente. Les courbes d'écoulement révèlent la présence d'un seuil de contrainte à partir duquel l'écoulement du gel est amorcé et en dessous duquel le gel ne s'écoule pas. Ce seuil sera désigné par seuil en volume noté τ_0 dans le cas de l'interface adhérente et par seuil de glissement noté τ_g en présence de glissement. La différence entre ces deux valeurs s'explique par la présence de glissement à l'interface fluide/plan PTFE.

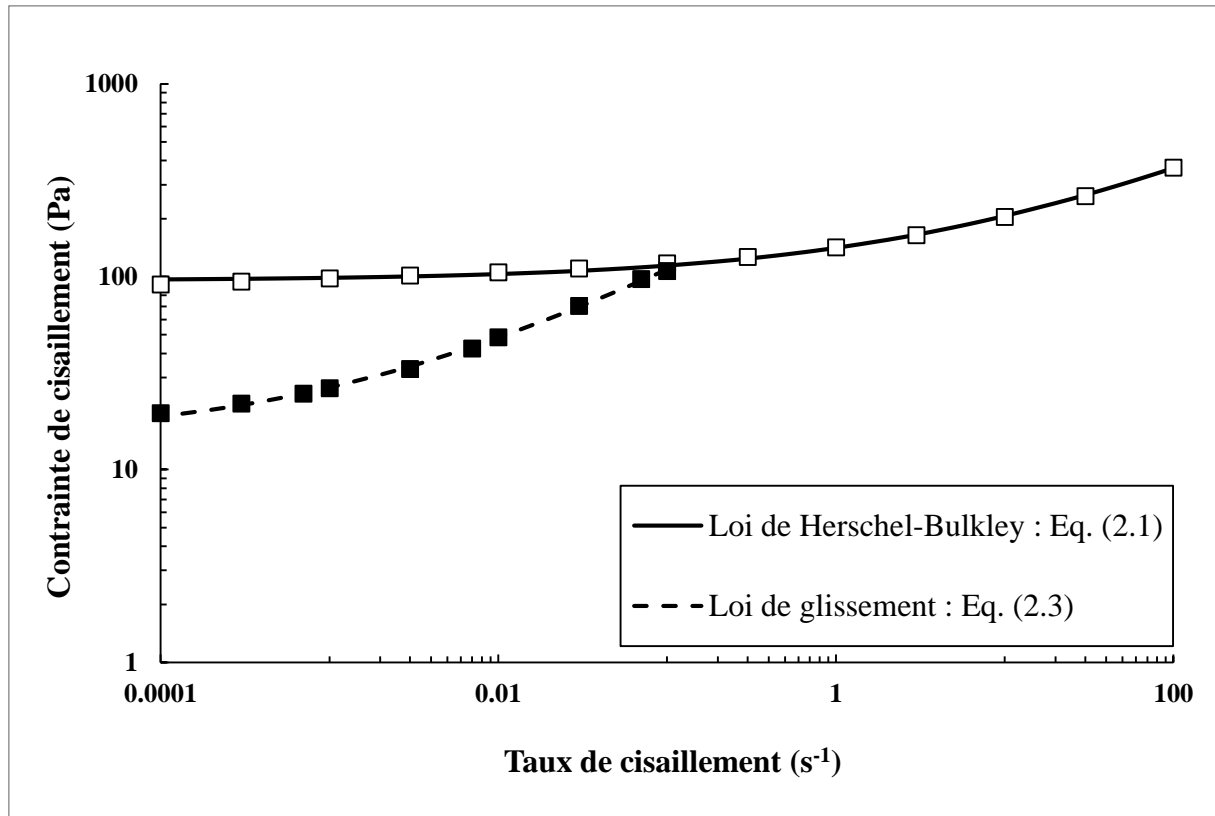


Figure 2.1 : Courbes d'écoulement d'un gel de Carbopol. Carrés blancs : interface adhérente, carrés noirs : interface glissante.

Le caractère viscoplastique du gel de Carbopol et le glissement observés sur la figure 2.1 proviennent de la microstructure de ce gel. Les analyses [7, 30-34] se sont intéressées à cette microstructure représentée sur la figure 2.2 fournie par Piau [7]. Elles ont montré que le gel de Carbopol est constitué de micro-gels sphériques gonflés de solvant (eau). Le diamètre de ces micro-gels varie de 2 à 20 μm . Cette microstructure n'est pas favorable à un comportement élongationnel prononcé comme l'ont montré les analyses expérimentales de Yarin et al. [35] et de Balmforth et al. [36, 37]. Ces analyses ont révélé que le comportement élongationnel des gels de Carbopol pouvait être correctement défini à partir des paramètres des modèles de cisaillement. Ainsi, les gels de Carbopol ne présentent pas d'effets élongationnels significatifs.

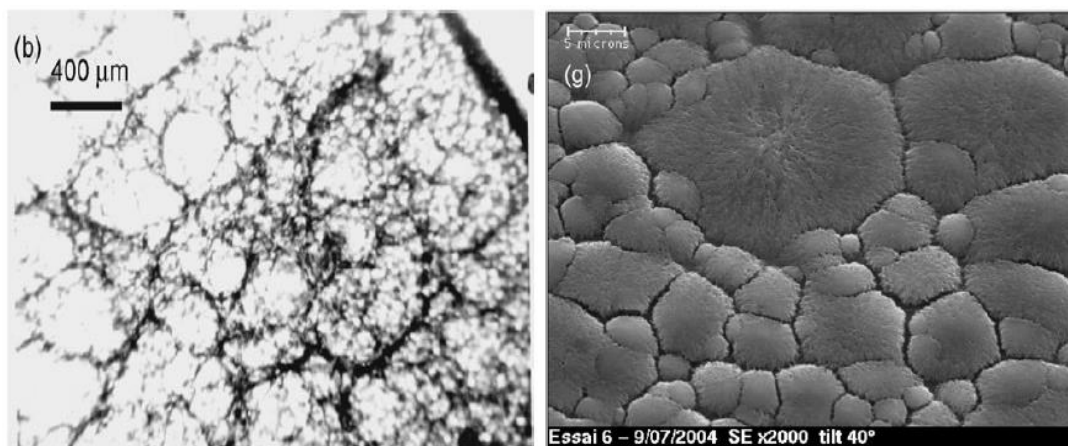


Figure 2.2 : Microstructure d'une goutte de Carbopol [7]. (b) : Carbopol 960 concentré à 0.1% en masse, (g) : Carbopol 940 concentré à 0.04% en masse.

Le seuil du gel de Carbopol résulte de l'encombrement de l'espace par les micro-gels. Il dépend donc de la taille des micro-gels qui dépend notamment de la valeur du pH [31, 38], du type de Carbopol, de la vitesse d'agitation lors de la préparation et de la concentration massique de Carbopol [33]. L'influence de la concentration sur le seuil du Carbopol a été analysée par Piau [7]. Dans son étude, Piau estime la contrainte seuil en fonction de la concentration massique de Carbopol utilisée. Par ailleurs, le Carbopol est stable avec la température [38]. Concernant le glissement, la microstructure du gel de Carbopol génère des zones où les contraintes interfaciales diminuent [7, 14]. Cette diminution de contraintes apparaît dans leur comportement rhéométrique macroscopique sous forme de glissement aux interfaces, notamment lorsque les conditions sont favorables.

2.2.2.2 Lois de frottement

Cette section s'intéresse aux lois de frottement servant à caractériser le glissement observé sur la figure 2.1. Pour cette caractérisation, Magnin et Piau [13, 22] et Meeker et al. [14] proposent des corrélations basées sur les propriétés rhéologiques des suspensions de micro-gels. Leurs corrélations issues d'observations directes de l'écoulement, révèlent que pour un gel cisailé entre deux interfaces adhérentes, l'écoulement est homogène dans le volume du gel et qu'aucun glissement ne s'observe aux interfaces. Pour un tel écoulement, le gel est caractérisé par le seuil d'écoulement τ_0 qui est une propriété de volume. Parallèlement, pour un fluide cisailé à faible contrainte entre une interface adhérente et une interface glissante, l'écoulement est hétérogène et le gel est entraîné par l'interface adhérente mais glisse sur l'interface non-adhérente. Ce glissement se développe dans une fine couche proche de l'interface solide et génère un mouvement apparent en dessous de la contrainte seuil τ_0 . Lequel mouvement persiste jusqu'au

seuil de glissement τ_g . Le taux de cisaillement devient alors une fonction de la vitesse de glissement U_g à l'interface. Seth et al. [16] indiquent que le glissement aux parois est contrôlé par la rugosité des surfaces et par les interactions attractives ou répulsives entre les micro-gels et la paroi. Piau [7], Meeker et al. [14] et Seth et al. [16] ont estimé quantitativement le glissement à la paroi en considérant des modèles basés sur la lubrification élasto-hydrodynamique de sphères lisses sur des parois solides.

En présence de glissement, Piau [7] propose la loi non-linéaire suivante pour la contrainte de cisaillement à l'interface fluide/paroi :

$$\tau = \tau_g + K_g \dot{\gamma}^{n_g} \quad (2.3)$$

Où τ_g représente le seuil de glissement et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement apparent. Les valeurs de τ_g , K_g et de n_g dépendent des conditions tribologiques à l'interface. Elles sont fournies dans le tableau 2.1.

Pour des surfaces hydrophobes, Meeker et al. [14] proposent le modèle suivant :

$$U_g = U_0^* \left(\frac{\tau - \tau_g'}{\tau_0 - \tau_g'} \right)^{1/m} \quad (2.4)$$

Avec U_0^* une vitesse caractéristique qui correspond à la vitesse de glissement lorsque la contrainte appliquée au fluide est égale à la contrainte seuil τ_0 . La vitesse U_0^* dépend des propriétés de la suspension, et les paramètres τ_g' et m dépendent des propriétés tribologiques à l'interface.

Le glissement influence l'écoulement aux faibles taux de cisaillement. Cependant, aux forts taux de cisaillement et indépendamment des propriétés de surface, les courbes obtenues pour un fluide cisailé entre une interface adhérente et une interface glissante se superposent à celles obtenues en cisailant le même fluide entre deux interfaces adhérentes. A ces fortes contraintes de cisaillement qui correspondent à de forts taux de cisaillement, la vitesse de glissement est égale à la vitesse à l'interface. Par conséquent, le fluide est également entraîné par l'interface mobile. Mais aux faibles contraintes de cisaillement, le glissement devient important et la vitesse du fluide est plus faible que la vitesse à l'interface.

Durant les tests de rhéométrie effectués avec l'interface glissante, les vitesses de glissement ont également été mesurées. Ces mesures ont été effectuées en utilisant un marqueur à la surface

libre du gel comme suggéré par Magnin et Piau [13, 22]. La figure 2.3 montre l'évolution de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte de cisaillement. Aux faibles contraintes, la vitesse de glissement ne varie pas beaucoup. Toutefois, aux forts taux de cisaillement apparents, celle-ci augmente rapidement avec la contrainte de cisaillement. Cette évolution expérimentale peut être modélisée par l'équation (2.4) dont les paramètres sont fournis dans le tableau 2.2. Les valeurs de ces paramètres sont en accord avec celles proposées par Seth et al. [16].

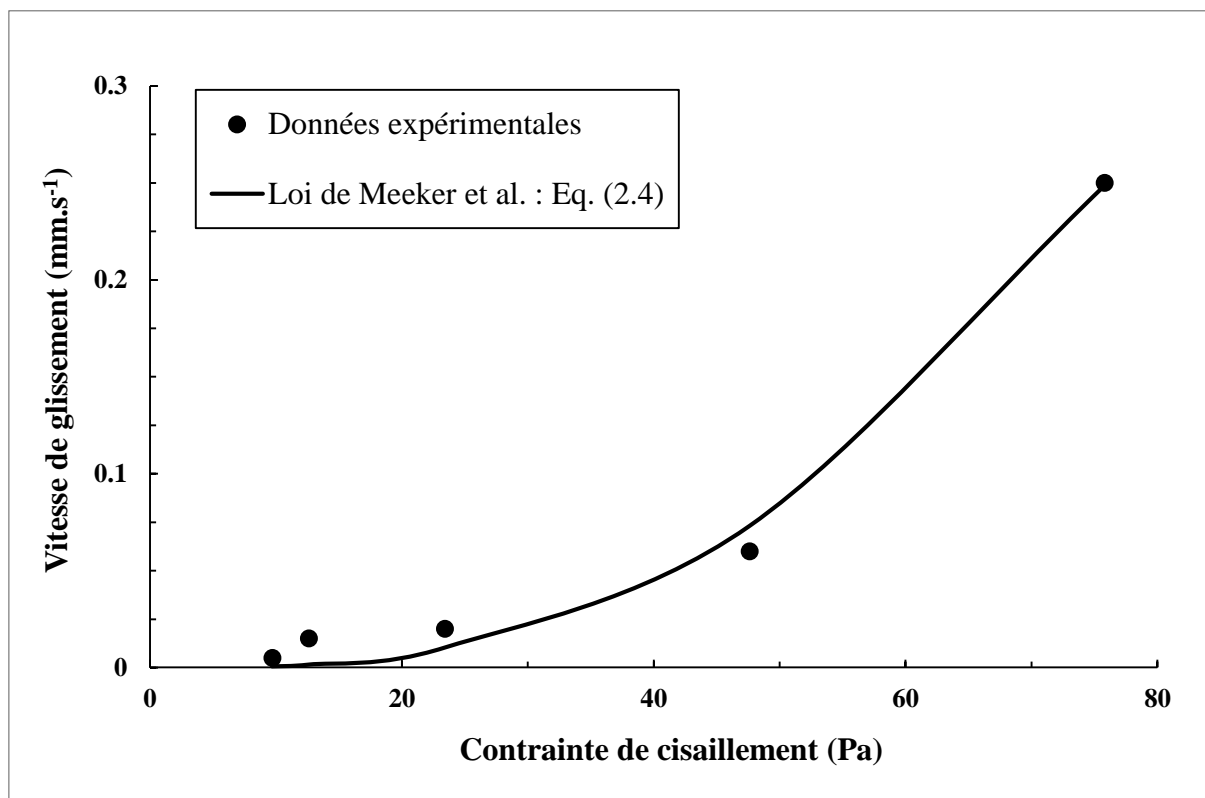


Figure 2.3 : Evolution de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte de cisaillement.

Interface	U_0^* (mm.s ⁻¹)	τ_g' (Pa)	m
PTFE	0.3	3	0.4

Tableau 2.2 : Valeurs des paramètres de l'équation (2.4).

2.2.2.3 Relaxation de contrainte

La figure 2.4 décrit un test de relaxation de contrainte effectué sur un gel de Carbopol après que celui-ci ait été pré-cisaillé à un taux de cisaillement de 0.3 s^{-1} pendant 180 s. La contrainte observée à l'arrêt du cisaillement diminue fortement sur une échelle de temps de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes et tend finalement vers la contrainte seuil [13, 22]. Au bout de 300 s, la contrainte mesurée est de l'ordre de 125 Pa ; ce qui représente une différence d'environ

1% par rapport à la valeur obtenue en régime permanent avec le modèle de Herschel-Bulkley : $\tau_0 = 123.7 \text{ Pa}$.

Durant les essais de relaxation, l'évolution du temps de relaxation du gel utilisé a été déterminée en fonction du taux de cisaillement. Ce temps représente le temps pour lequel l'écart entre la contrainte avant la relaxation et la contrainte après la relaxation est réduit de 63%. La figure 2.5 fournit l'évolution en régime permanent du temps de relaxation en fonction du taux de cisaillement. Elle révèle une diminution du temps de relaxation avec le taux de cisaillement qui peut être décrite par l'équation suivante :

$$t_r \approx 0.56\dot{\gamma}^{-0.62} \quad (2.5)$$

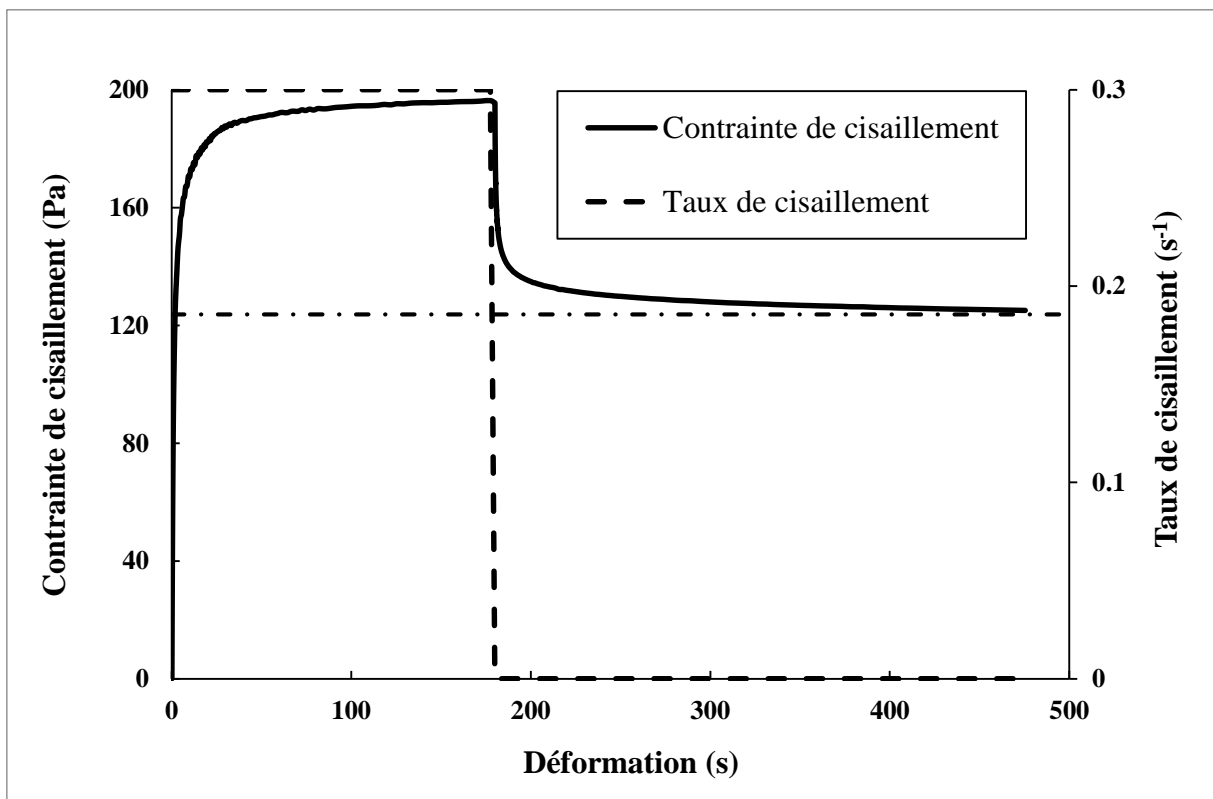


Figure 2.4 : Visualisation de la relaxation de contrainte.

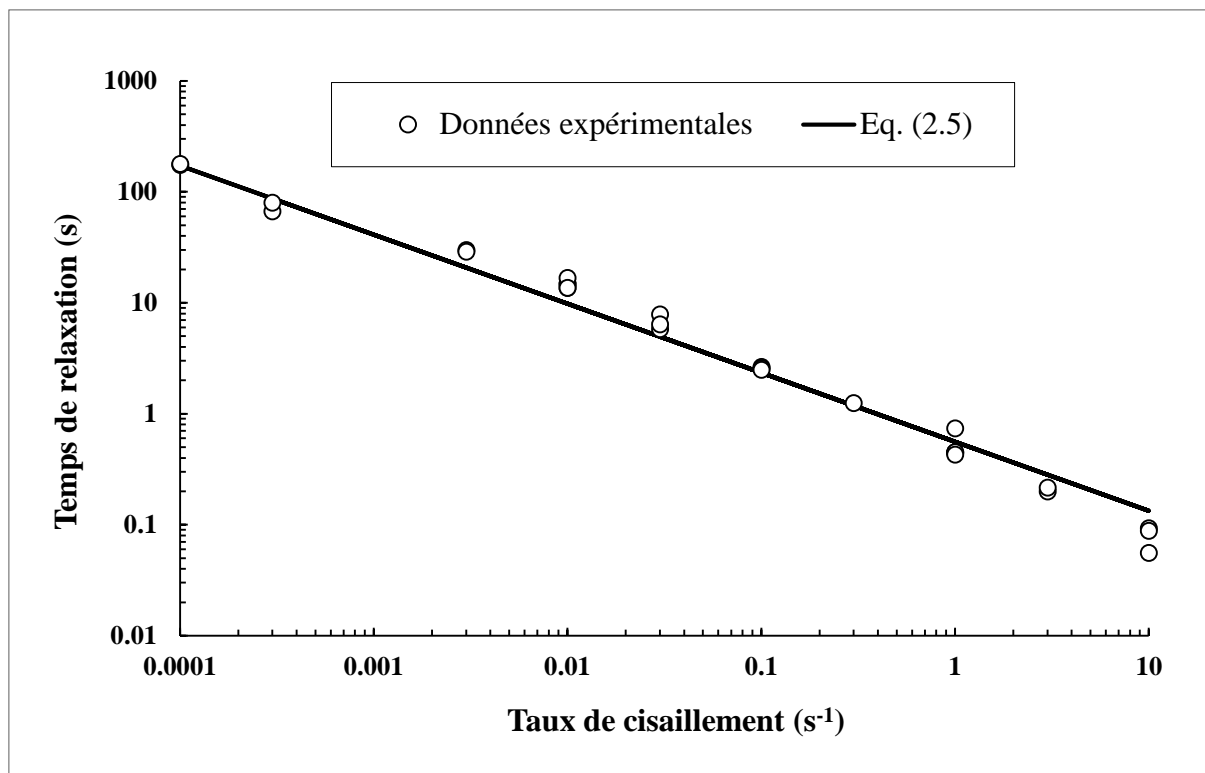


Figure 2.5 : Evolution du temps de relaxation en fonction du taux de cisaillement.

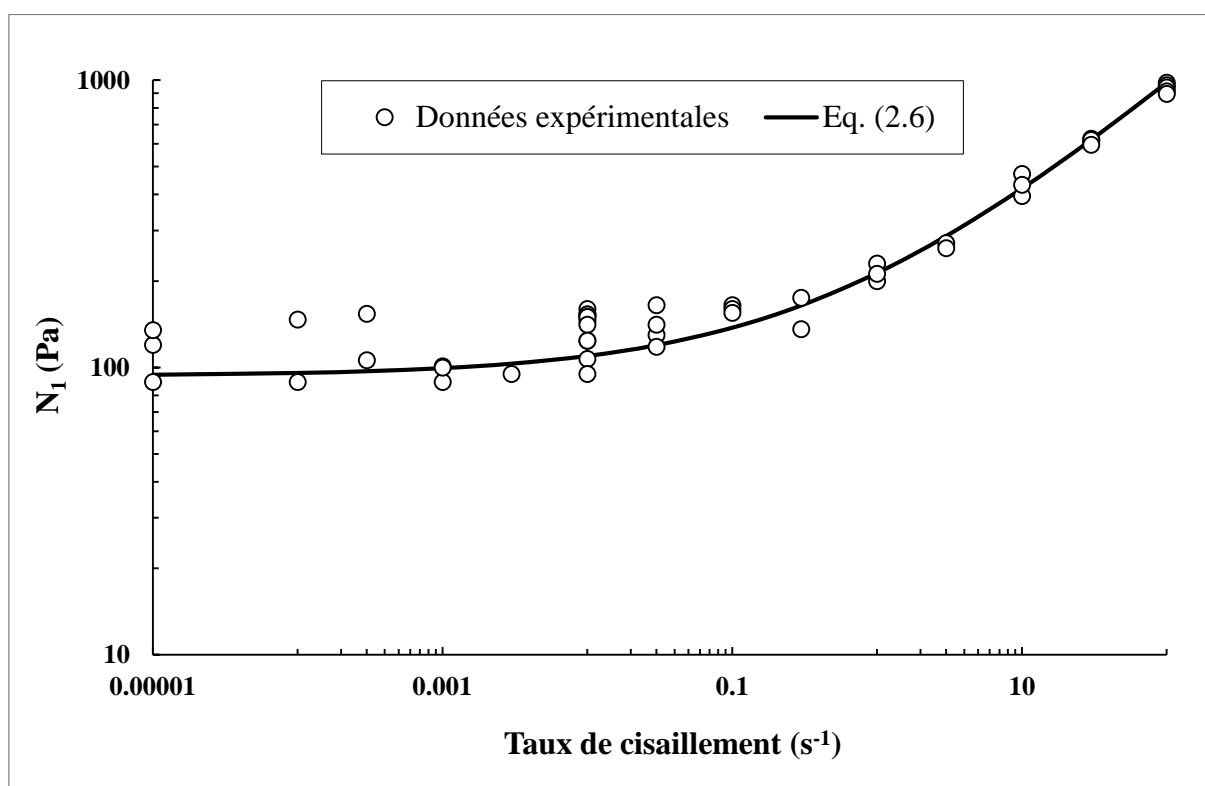


Figure 2.6 : Evolution de la première différence de contraintes normales en fonction du taux de cisaillement.

2.2.2.4 Différence de contraintes normales

La figure 2.6 fournit l'évolution de la première différence de contraintes normales N_1 en fonction du taux de cisaillement. Cette évolution peut être décrite par l'équation suivante qui est assez similaire au modèle de Herschel-Bulkley :

$$N_1 = 93.5 + 119.7\dot{\gamma}^{0.44} \quad (2.6)$$

2.2.3 Comportement en mode oscillatoire

Cette section s'intéresse aux propriétés élasto-viscoplastiques et viscoélastiques du gel de Carbopol. Ces propriétés ont été déterminées par des tests en mode oscillatoire effectués à une fréquence de 1 rad.s^{-1} et à une température $T = 23^\circ\text{C}$.

2.2.3.1 Modules élastique et visqueux

La figure 2.7 fournit les évolutions des modules élastiques et visqueux G' et G'' en fonction de la déformation. Ces évolutions permettent d'estimer l'étendue des domaines linéaire et visqueux. Dans le domaine linéaire, le gel a un comportement élastique et les valeurs de G' sont supérieures aux valeurs de G'' . Sur la figure 2.7, ce domaine s'étend jusqu'à des déformations inférieures à 5%. Dans celui-ci, le module élastique G' est constant et a une valeur de l'ordre de 450 Pa ; valeur 10 fois supérieure à celle du module visqueux G'' . Le régime linéaire s'étend jusqu'à la déformation critique pour laquelle les modules élastiques et visqueux sont égaux. Le produit de cette déformation critique par la valeur de G' ou G'' correspondante fournit une estimation de la contrainte seuil du fluide. Ce produit ici estimé à 130 Pa est assez proche de la contrainte seuil fournie par les mesures en écoulement, estimée à 123.7 Pa. Au-delà de la déformation critique, le comportement du gel est purement visqueux et les valeurs de G'' sont supérieures à celles de G' .

La figure 2.8 analyse l'influence des propriétés interfaciales sur les évolutions des modules élastique et visqueux G' et G'' . Ces évolutions ne révèlent pas d'influence significative des propriétés interfaciales sur les valeurs des plateaux de G' et G'' qui valent respectivement 625 Pa et 30 Pa. Le domaine linéaire s'étend jusqu'à une déformation de 1% pour les deux conditions interfaciales. Par ailleurs, le point d'intersection entre G' et G'' correspond à une déformation critique de 16% ($G' = G'' = 239 \text{ Pa}$) pour l'interface glissante en Poly(méthacrylate de méthyle) et à une déformation critique de 144% ($G' = G'' = 92 \text{ Pa}$) pour l'interface adhérente. Les contraintes à ce point valent donc respectivement 38 Pa et 132 Pa. Ces valeurs confirment

les contraintes seuil en volume et en glissement déterminées par les mesures en écoulement : 38.7 Pa et 131 Pa.

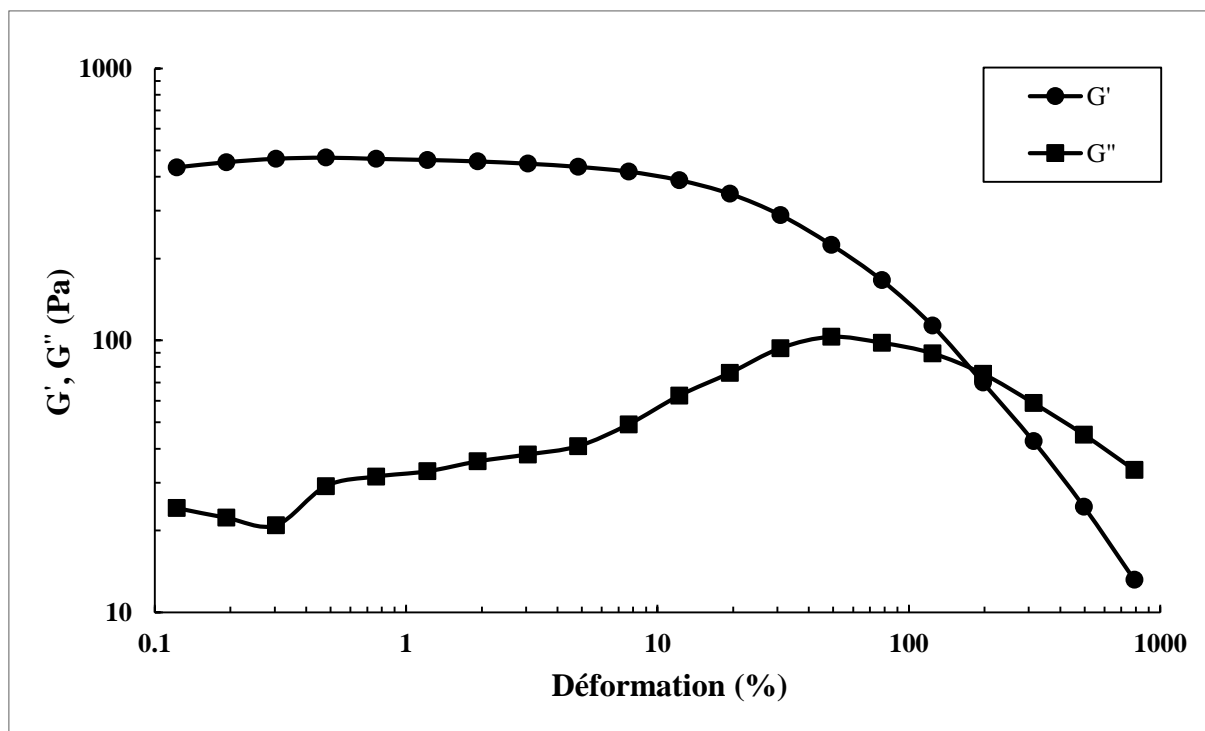


Figure 2.7 : Evolutions des modules G' et G'' en fonction de la déformation.

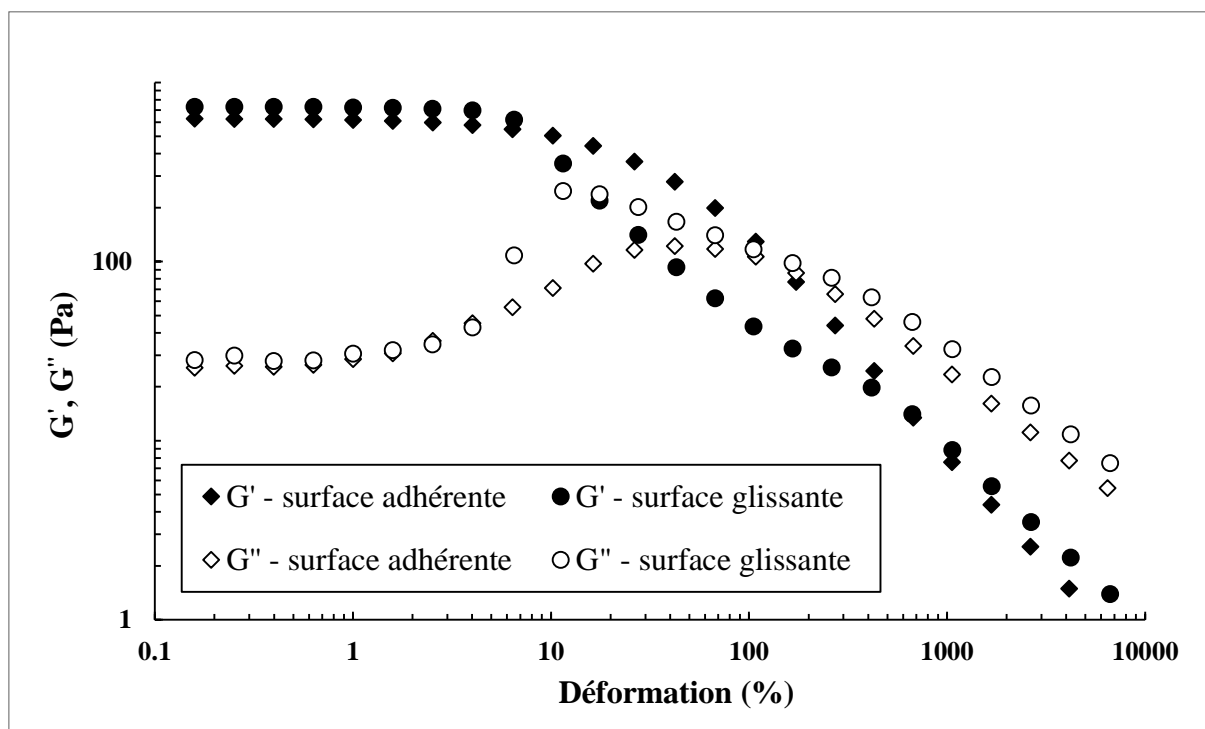


Figure 2.8 : Influence du glissement sur les évolutions de G' et G'' en fonction de la déformation.

Par ailleurs, les évolutions de G'' sont proches l'une de l'autre au-delà de la déformation critique de 144%. Bien que le fluide ait un comportement visqueux au-delà de cette contrainte critique pour les deux conditions interfaciales, son comportement n'est que faiblement modifié par une augmentation de la déformation. Ce résultat corrobore la très faible influence des propriétés interfaciales sur les courbes d'écoulement à forts taux de cisaillement comme expliqué dans le § 2.2.2.2.

2.2.3.2 Caractère non-thixotrope

Le caractère non-thixotrope des gels utilisés est décrit sur la figure 2.9. Cette figure fournit les évolutions temporelles des modules élastique et visqueux à une fréquence de 1 Hz et à une déformation de 1%, i.e. dans le domaine linéaire, après trois pré-cisaillements : $\dot{\gamma} = 0 \text{ s}^{-1}$, $\dot{\gamma} = 0.1 \text{ s}^{-1}$ durant 40 s et $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$ durant 4 s. Les trois évolutions observées se superposent les unes aux autres indépendamment de l'intensité du pré-cisaillement et aucune échelle de temps caractéristique de restructuration n'apparaît. Ce qui confirme le caractère non-thixotrope du gel de Carbopol pour la concentration massique utilisée. Ce caractère qui a par ailleurs été observé [13, 22, 39-41], a été remis en question par Putz et al. [42] qui observent une tendance à la thixotropie pour des gels de Carbopol concentrés à 0.1%. Toutefois, les études [13, 22, 39-41] attribuent cette observation de Putz et al. à la durée des mesures de rhéométrie.

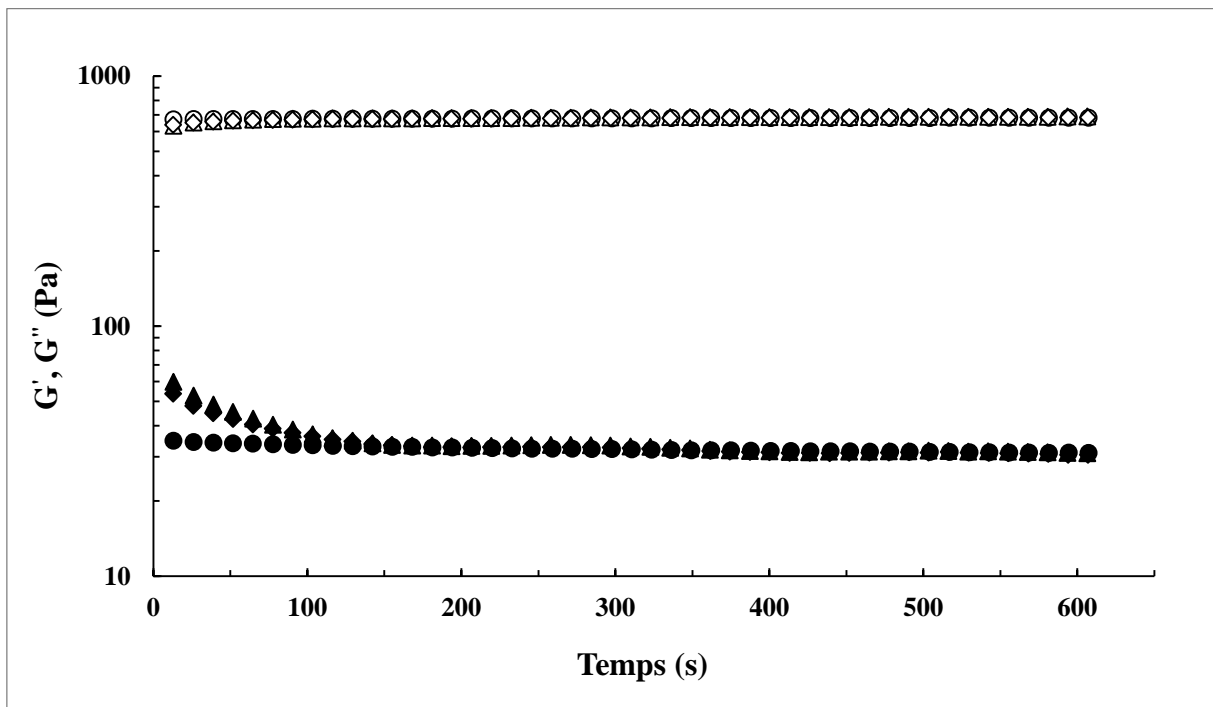


Figure 2.9 : Evolutions temporelles de G' (blanc) et G'' (noir) pour trois pré-cisaillements. Cercles : $\dot{\gamma} = 0 \text{ s}^{-1}$, triangles : $\dot{\gamma} = 0.1 \text{ s}^{-1}$ durant 40 s, losanges : $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$ durant 4 s.

2.2.4 Conclusion partielle

Cette section a décrit le mode de préparation du gel de Carbopol utilisé dans cette étude. Elle a ensuite analysé le comportement en mode écoulement et en mode oscillatoire de ce gel tout en considérant l'influence du glissement. Il convient maintenant de s'intéresser aux méthodes d'analyse des écoulements mis en œuvre.

2.3 Méthodes

Cette section présente le contexte et définit les paramètres adimensionnels clés de l'étude. Elle décrit ensuite le dispositif expérimental et les grandeurs mesurées.

2.3.1 Contexte

Cette étude s'intéresse à des écoulements axisymétriques, bidimensionnels et faiblement inertiels. Ces écoulements sont analysés en régime permanent. Les paramètres adimensionnels servant à les caractériser sont le nombre de Reynolds, le nombre d'Oldroyd ou nombre de Bingham et le nombre de Weissenberg.

2.3.1.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds noté Re , représente le rapport entre les effets d'inertie et les effets visqueux. Il définit la nature laminaire, transitoire ou turbulente d'un écoulement. Un écoulement laminaire est caractérisé par de faibles nombres de Reynolds, i.e. par des effets d'inertie faibles devant les effets visqueux. Un écoulement turbulent est caractérisé par des effets visqueux négligeables devant les effets d'inertie. Le nombre de Reynolds généralisé est défini par l'équation (2.7).

$$Re = \frac{\rho U_0^{2-n} D^n}{K} \quad (2.7)$$

Où ρ , U_0 et D représentent respectivement la masse volumique du fluide, la vitesse d'écoulement et une dimension caractéristique de l'écoulement. Les vitesses d'écoulement considérées dans cette étude varient de $1 \mu\text{m.s}^{-1}$ à $200 \mu\text{m.s}^{-1}$. Ce qui conduit à des nombres de Reynolds variant de 10^{-9} à 10^{-4} . Par conséquent, les écoulements étudiés sont laminaires et le nombre de Reynolds ne sera pas considéré comme un paramètre clé de l'analyse.

2.3.1.2 Nombre d'Oldroyd ou nombre de Bingham

Le Nombre d'Oldroyd noté Od [43, 44] est aussi appelé nombre de Bingham noté Bi . Il intervient dans les écoulements de fluides viscoplastiques et représente le rapport entre les effets de la plasticité, i.e. les effets du seuil de contrainte, et les effets visqueux. L'équation (2.8) fournit son expression.

$$Od = \frac{\tau_0}{K(\frac{U_0}{D})^n} \quad (2.8)$$

Les grandeurs K , τ_0 , n et D étant fixées pour un fluide viscoplastique et pour un écoulement donnés, le nombre d'Oldroyd ne dépend que de la vitesse d'écoulement U_0 . Les grands nombres d'Oldroyd correspondent aux faibles vitesses. Ils permettent de définir les conditions de repos du fluide. Dans cette étude, les nombres d'Oldroyd varient de 1 à 200.

2.3.1.3 Nombre de Weissenberg

Le nombre de Weissenberg noté We , représente le rapport entre le temps de relaxation t_r du gel déterminé par la rhéométrie et le temps caractéristique des expériences : $t_e \approx \frac{D}{U_0}$. En se basant sur l'expression du temps de relaxation fournie par l'équation (2.5), le nombre de Weissenberg peut être défini par :

$$We = \frac{t_r}{t_e} \approx 0.56(\frac{U_0}{D})^{0.38} \quad (2.9)$$

L'équation (2.9) conduit à des nombres de Weissenberg variant de 10^{-6} à 10^{-1} dans cette étude. Par conséquent, les effets élastiques peuvent être négligés devant les effets visqueux eux-mêmes faibles par rapport aux effets de la plasticité.

De cette analyse sur les nombres adimensionnels, il ressort que le paramètre adimensionnel clé de l'étude est le nombre d'Oldroyd. L'influence de ce nombre sur les propriétés d'écoulement sera minutieusement analysée. Il convient désormais de s'intéresser au dispositif expérimental ainsi qu'aux grandeurs mesurées.

2.3.2 Dispositif expérimental

La figure 2.10 représente le dispositif expérimental. Ce dispositif permet la mesure simultanée de la force de traînée et la visualisation du champ de vitesse dans le voisinage de l'objet maintenu fixe au sein d'un grand réservoir contenant le fluide viscoplastique. Le réservoir est un parallélépipède de base carrée de 20 cm de côté et de 30 cm de hauteur. Ses parois ont une

rugosité inférieure au micromètre. Elles sont planes et transparentes ; ce qui facilite la visualisation de l'écoulement. Vu les vitesses d'écoulement considérées, l'influence des parois sur l'écoulement reste faible. L'écoulement est généré par le déplacement à vitesse constante du réservoir au cours du temps. Ce déplacement est assuré par une platine micro-contrôle équipée d'un moteur pas à pas qui autorise une résolution de $0.5\ \mu\text{m}$. Le moteur est commandé par un boîtier ITL09. Il communique un déplacement vertical à la table micrométrique sur laquelle est posé le réservoir.

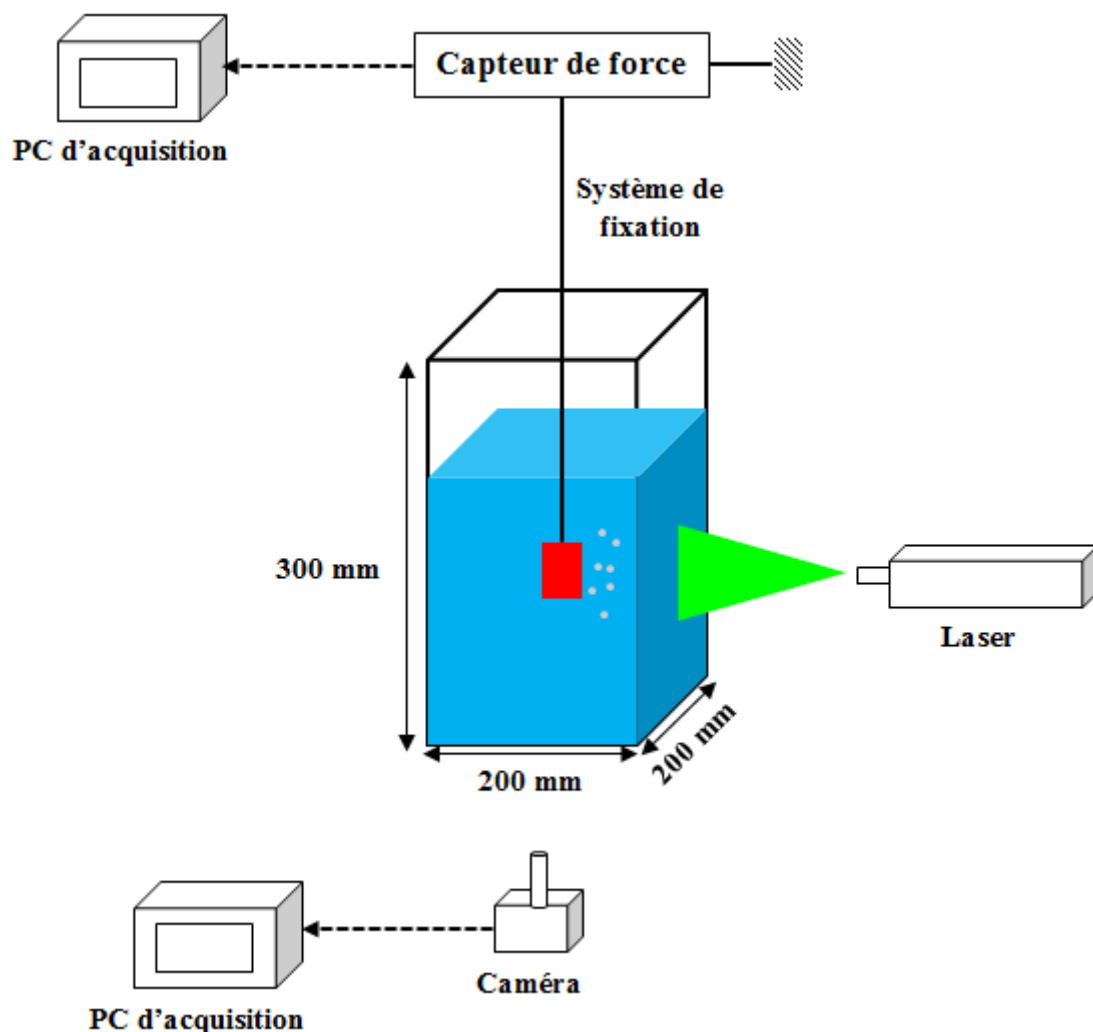


Figure 2.10 : Schéma simplifié du dispositif expérimental.

2.3.2.1 Force de traînée

2.3.2.1.1 Mesure

La force de traînée permet de définir les conditions de la dynamique et de la stabilité d'un objet au sein d'un fluide. Pour la mesurer, l'objet est relié à un capteur de force fixe dans l'espace.

Ce capteur de force est une balance qui enregistre l'évolution temporelle de la masse lors du déplacement du réservoir. Cette évolution peut être influencée par le système de fixation. Par conséquent, une correction s'impose pour prendre en compte les effets de ce système.

La figure 2.11 illustre l'évolution temporelle de la masse mesurée pour une sphère soumise à une vitesse $U_0 = 50 \mu\text{m.s}^{-1}$. Cette évolution comprend trois phases. La première phase correspond au régime transitoire marqué par une augmentation des efforts appliqués à l'objet. A ce régime, succède le régime permanent au cours duquel la masse mesurée est constante. La troisième phase est marquée par une relaxation des contraintes à l'arrêt de l'écoulement.

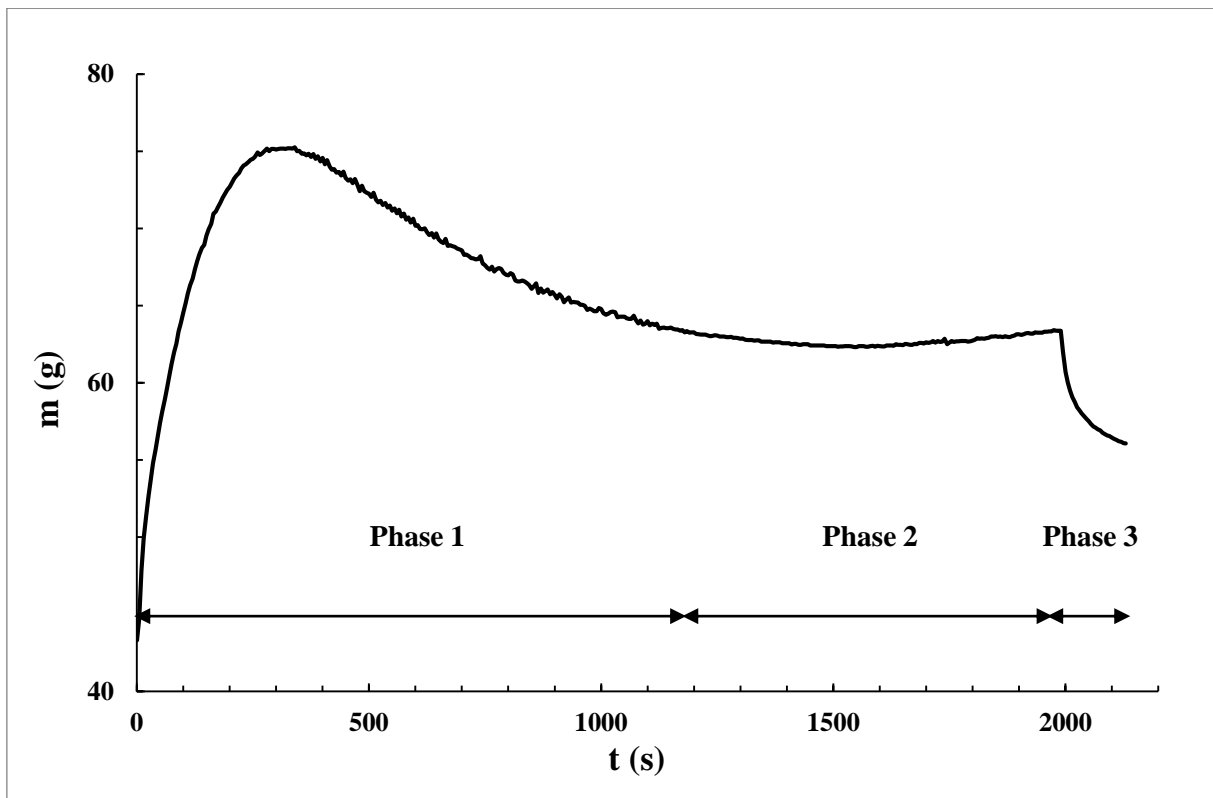


Figure 2.11 : Exemple d'évolution temporelle de la masse pour une sphère. $U_0 = 50 \mu\text{m.s}^{-1}$.

2.3.2.1.2 Coefficient de traînée

La force de traînée notée F_d provient de la masse constante obtenue dans le régime permanent à laquelle il faut retrancher la masse d'Archimède. Le coefficient de traînée viscoplastique [45], noté C_d^* , correspond au ratio entre cette force et les effets de seuil. Il est défini par l'équation (2.10) où A représente une surface caractéristique de l'obstacle.

$$C_d^* = \frac{F_d}{A \cdot \tau_0} \quad (2.10)$$

Le coefficient de traînée sera analysé en fonction de la vitesse d'écoulement U_0 et des propriétés interfaciales. Merkak et al. [46] ont obtenu l'expression suivante pour caractériser l'évolution de ce coefficient en fonction du nombre d'Oldroyd :

$$C_d^* = C_{d,\infty}^* + \frac{\beta}{Od^b} \quad (2.11)$$

Où $C_{d,\infty}^*$ et $\frac{\beta}{Od^b}$ représentent respectivement le coefficient de traînée asymptotique, i.e. la contribution plastique, et la contribution visqueuse du coefficient de traînée.

2.3.2.1.3 Critère de stabilité

Pour un objet en suspension dans un fluide viscoplastique, le ratio entre les effets de seuil et les effets de la gravité définit une grandeur Y . Les valeurs élevées de Y correspondent au cas où la contrainte seuil est si grande que l'objet ne peut pas sédimenter sous l'action de son propre poids. Au cours de l'écoulement, les valeurs de Y diminuent progressivement jusqu'à une valeur critique Y_{crit} appelée critère de stabilité. Cette valeur correspond à l'équilibre entre le poids de l'objet auquel la force d'Archimède a été soustraite et la force de traînée. Formellement, elle correspond à la valeur de Y pour $Od \rightarrow \infty$.

2.3.2.2 Champs et profils de vitesse

2.3.2.2.1 Techniques de visualisation

Plusieurs techniques permettent de visualiser les propriétés cinématiques d'un écoulement. Les plus utilisées sont l'Anémométrie à Température Constante (CTA), l'Anémométrie Laser Doppler (LDA), la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV), l'Imagerie par Résonance Magnétique nucléaire (IRM), la Vélocimétrie par Suivi de Particules (PTV), la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et les ultrasons (US). Chacune de ces techniques présente ses avantages et inconvénients. A titre illustratif, la LDA est une technique de mesure non intrusive contrairement à la CTA qui utilise une petite sonde introduite au sein de l'écoulement grâce à une fibre optique et un fil chauffant. La technique de visualisation retenue pour cette étude est la PIV. Cette technique est par exemple utilisée en soufflerie pour mesurer les vitesses turbulentes ou en CFD pour étudier le comportement d'un jet. Très performante, elle s'adapte à tous les types d'écoulement et offre plusieurs avantages.

2.3.2.2.2 Principe de la PIV

L'analyse PIV requiert des traceurs dans le fluide en écoulement. Le suivi du mouvement de ces traceurs permet de déterminer les champs et profils de vitesse. Les traceurs utilisés pour ensemençer les gels de Carbopol sont des particules micro-sphériques creuses argentées. Leur diamètre varie de 5 μm à 30 μm et leur densité est de l'ordre de 1400 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. La concentration massique de traceurs utilisée est d'environ $6.5 \times 10^{-3}\%$; ce qui ne modifie pas le comportement rhéologique du gel ensemençé.

Le principe de la PIV est d'illuminer au moyen d'un laser, la région de l'écoulement à analyser et de récupérer au moyen d'un capteur d'images la lumière diffusée par les traceurs qui traversent la zone illuminée. Le laser utilisé est un laser continu, Spectra Millenia II, de longueur d'onde 532 nm et de puissance 100 mW. Le capteur d'images est une caméra Cohu conventional CCD de distance focale 55 mm. Il est relié à un ordinateur qui enregistre les images prises en régime permanent. Ces images sont ensuite analysées grâce au logiciel de PIV FlowManager V4.71 dans lequel chaque image est subdivisée en zones d'interrogation. La taille de ces zones d'interrogation varie de 8 x 8 pixels à 128 x 128 pixels. La qualité et la précision des champs et profils de vitesse dépendent du temps entre deux images successives, de la taille des zones d'interrogation et du type de corrélation choisi. Le temps entre deux images doit être défini de manière à observer le déplacement des traceurs entre les deux images. Par ailleurs, la taille des zones d'interrogation doit être choisie de sorte que chaque zone contienne suffisamment de traceurs et de sorte que la vitesse d'écoulement soit relativement constante dans chaque zone d'interrogation. En outre, la corrélation peut être une autocorrélation, une corrélation croisée ou une corrélation adaptative. Son but est de déterminer le déplacement de chaque traceur ainsi que le déplacement moyen qui apparaît comme le plus grand pic de corrélation entre deux images successives. Le vecteur-vitesse instantané s'obtient ensuite en divisant le déplacement moyen par le temps entre deux images successives. Dans cette étude, la corrélation retenue est la corrélation adaptative.

Bien qu'elle offre de nombreux avantages, l'analyse PIV peut être perturbée par de nombreux facteurs. Outre le temps entre les images successives, la taille des zones d'interrogation et le type de corrélation, la précision de la PIV dépend également de la transparence du fluide et de la qualité de l'ensemencement, i.e. de la taille et de l'homogénéité de la distribution des traceurs. Par ailleurs, cette précision dépend aussi de la qualité des dispositifs d'éclairage et d'acquisition des données. Tous ces facteurs génèrent parfois du bruit qui conduit à des vecteurs incorrects voire aberrants dans le champ de vitesse. Pour y remédier, l'ensemencement du fluide doit être

homogène avec des traceurs de taille relativement uniforme. Aussi, le fluide doit-il être transparent pour faciliter les visualisations. En outre, plusieurs filtres existent dans le logiciel pour réduire, voire supprimer le bruit. Il s'agit de filtres d'interpolation linéaire basée sur la méthode des moindres carrés, de filtres utilisant une moyenne d'ensemble ou de filtres passe-bas généralement circulaires.

2.3.2.2.3 Grandeurs cinématiques

Les grandeurs cinématiques mesurées sont les champs et profils de vitesse. Ces grandeurs sont analysées en fonction des propriétés interfaciales et du nombre d'Oldroyd. Les champs de vitesse fournissent une approche globale de l'écoulement quand les profils de vitesse fournissent une approche plutôt locale de l'écoulement. Tous deux permettent de caractériser la forme et l'étendue des différentes zones d'écoulement : zones mortes ou zones rigides statiques, zones cisailées, zones rigides mobiles, etc. Ils permettent également de caractériser les vitesses et contraintes à la paroi des objets. L'évolution des contraintes pariétales permet de déterminer les forces visqueuses et ainsi de chiffrer la contribution des efforts visqueux dans la force de traînée totale. Ce qui établit le lien entre les mesures de force de traînée et les mesures cinématiques.

2.4 Conclusion

Ce chapitre s'est intéressé au matériau et aux méthodes d'analyse de cette étude. Il a tout d'abord décrit le mode de préparation du matériau utilisé : le gel de Carbopol 940. Il a également caractérisé le caractère élasto-viscoplastique et non-thixotrope de ce gel. Cette caractérisation s'est faite par le biais d'analyses rhéométriques menées aussi bien en mode écoulement qu'en mode oscillatoire avec des géométries aux propriétés interfaciales différentes. Par ailleurs, le chapitre a présenté le contexte de l'étude qui s'intéresse à l'analyse en régime permanent des écoulements lents du gel de Carbopol autour d'obstacles. Il a aussi défini les paramètres adimensionnels clés de l'étude dont le plus important est le nombre d'Oldroyd. En outre, il a présenté le dispositif expérimental, les grandeurs mesurées ainsi que les techniques de mesures.

Chapitre 3 : Ecoulement d'un fluide à seuil autour d'un disque perpendiculaire à l'écoulement

3.1 Introduction

L'écoulement des fluides à seuil autour d'obstacles n'est pas très bien maîtrisé et les données de la littérature le concernant sont rares. Le caractère plastique de ces fluides requiert qu'un certain seuil de contrainte soit atteint pour amorcer leur écoulement. Au-delà de ce seuil de contrainte, le fluide suit une loi visqueuse [7]. Cette propriété particulière conduit à l'apparition dans le voisinage de l'obstacle de régions cisailées et non cisailées qui dépendent des conditions d'écoulement. L'étendue et la forme de ces régions demeurent encore méconnues. L'obstacle le plus étudié aussi bien expérimentalement que numériquement est la sphère [42, 45-64]. Outre cet obstacle, d'autres géométries plus complexes ont été également considérées [65-79] mais celles-ci requièrent des études plus approfondies tant expérimentalement que numériquement.

L'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque plane disposée parallèlement à la direction de l'écoulement a été traité dans le développement de la théorie de la couche limite viscoplastique [80, 81]. La présente étude s'intéresse à l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'un disque disposé perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Pour décrire cette configuration, les vitesses d'écoulement choisies sont très faibles afin de négliger les effets inertiels et les effets visqueux devant les effets plastiques. Si ce problème peut être résolu analytiquement dans le cas des fluides Newtoniens [82], les données de la littérature relative aux fluides viscoplastiques sont extrêmement limitées. Les résultats de Brookes et Whitmore [68, 69] ne sont pas suffisamment détaillés pour être exploités. Les principaux points de comparaison de la littérature proviennent de la géotechnique où les fondations circulaires sont souvent utilisées pour résister aux efforts de traction. Le facteur de traction qui est équivalent au coefficient de traînée plastique a été évalué expérimentalement et numériquement [83-87]. Mitsoulis et Galazoulas [74] ont effectué des calculs d'éléments finis autour de cylindres. Leurs résultats sont comparés aux présents résultats dans le § 3.5.1.

Pour mieux résoudre le problème considéré, la force de traînée et le champ cinématique ont été analysés en utilisant un fluide à seuil précisément caractérisé. La première partie de ce chapitre présente les mesures expérimentales du coefficient de traînée. Dans celle-ci, l'influence du facteur de forme Φ est prise en compte. Un critère de stabilité est également proposé à partir

des valeurs du coefficient de traînée obtenues pour les faibles vitesses. Ce critère représente la contrainte minimale requise pour maintenir un disque horizontal en suspension dans un fluide à seuil. Toutes les mesures sont effectuées à vitesse contrôlée non nulle. En effet, dans les conditions statiques, une force résiduelle agit sur l'obstacle après son déplacement. La direction de cette force est opposée à la direction de déplacement de l'obstacle avant l'immobilisation. L'intensité de la force résiduelle est gouvernée par la distribution de contrainte à la surface de l'obstacle. Cette distribution est indéterminée et dépend de la vitesse de déplacement avant l'immobilisation. L'orientation et l'intensité de la force résiduelle dépendent donc du mode de chargement. A vitesse de déplacement imposée, le champ de vitesse généré dans le voisinage du disque est contrôlé. Ainsi, les forces sont déterminées et mieux contrôlées contrairement au cas où l'on travaillerait à contrainte imposée. La deuxième partie du chapitre quantifie le champ d'écoulement dans le voisinage du disque. Ce champ permet de caractériser la forme et la taille des zones cisailées et non cisailées. Les résultats de cette étude sont comparés aux données de la littérature.

3.2 Théorie

Le gel utilisé est le gel de Carbopol 940, solution de polymère aqueux manufacturé par Goodrich [21]. Il a un comportement élasto-viscoplastique qui peut être modélisé par le modèle de Herschel-Bulkley complété par le modèle de Hooke (cf. équation (2.1)). Le coefficient de traînée autour du disque est défini par :

$$C_d^* = \frac{F_d}{A \cdot \tau_0} \quad (3.1)$$

Où $A = \pi D^2/4$ est le maître-couple du disque avec D le diamètre du disque et F_d est la force de traînée. Merkak et al. [46] ont montré que le coefficient de traînée peut être décrit par l'équation suivante :

$$C_d^* = C_{d,\infty}^* + \frac{\beta}{O_d^b} \quad (3.2)$$

Pour les nombres d'Oldroyd suffisamment grands, le coefficient de traînée tend vers une valeur constante $C_{d,\infty}^*$ qui dépend uniquement de la contrainte seuil et de la géométrie de l'obstacle.

Pour un disque d'épaisseur e , le ratio entre les effets de seuil et les effets de la gravité est quantifié par :

$$Y = \frac{\tau_0}{ge\Delta\rho} \quad (3.3)$$

Où $\Delta\rho$ est la différence entre les masses volumiques du disque et du fluide. Le critère de stabilité du disque qui correspond à l'équilibre entre le poids du disque (auquel la force d'Archimède a été soustraite) et la force de traînée est défini par :

$$Y_{\text{crit}} = \lim_{0d \rightarrow \infty} \frac{1}{C_d^*} = \frac{1}{C_{d,\infty}^*} \quad (3.4)$$

3.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental et ses détails techniques ont été présentés dans le chapitre 2. Son principe de base et les principales notations sont représentés sur la figure 3.1. Les dimensions des disques sont fournies dans le tableau 3.1 : trois diamètres et deux épaisseurs ont été utilisés. Les surfaces des disques sont recouvertes d'un papier de verre imperméable de rugosité $Ra \approx 200 \mu\text{m}$ supérieure à la taille caractéristique des micro-gels du Carbopol qui varie de $2 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$ [7, 30-34]. Ces surfaces dites “rugueuses” permettent l'adhérence du fluide aux parois des disques et évitent ainsi les phénomènes de glissement [7, 13, 14, 16, 22].

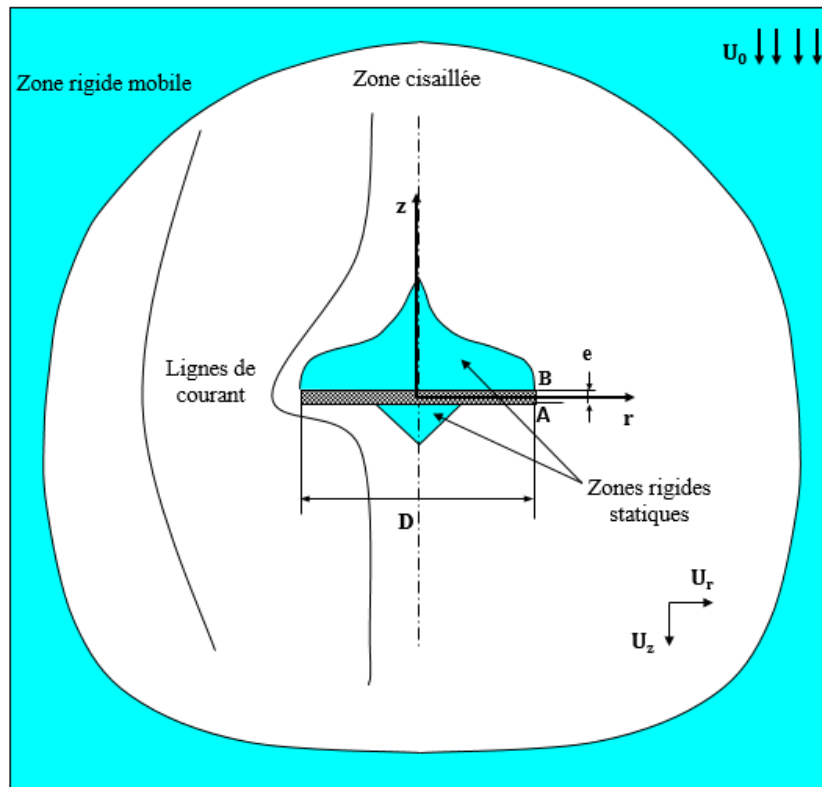


Figure 3.1 : Configuration de l'écoulement.

D (mm)	e (mm)	$\Phi = e/D$
30	1.6	0.05
30	2	0.06
20	1.6	0.08
20	2	0.1
10	1.6	0.16

Tableau 3.1 : Propriétés géométriques des disques.

Le réservoir contenant le fluide est déplacé à des vitesses variant de $1 \mu\text{m.s}^{-1}$ à $200 \mu\text{m.s}^{-1}$. Le rapport entre sa longueur et le diamètre des disques varie de 6.6 à 20. La température du fluide est contrôlée au moyen d'un thermocouple CHY 507 de précision 0.1°C . L'évaporation de la solution est limitée par un film plastique qui couvre partiellement le réservoir durant les tests. Cette évaporation a conduit à une différence de moins de 5% entre les premières mesures de coefficients de traînée plastique et les mesures effectuées à la fin de la série des tests pour un même disque. La force de traînée mesurée augmente légèrement avec le temps en raison de l'évaporation du fluide qui conduit à une augmentation de sa consistance.

Pour mesurer la force de traînée, les disques sont reliés en trois points au moyen d'un fil de nylon de $50 \mu\text{m}$ de diamètre à une balance de mesure SARTORIUS LP620P de précision 1 mg. Le frottement du gel sur les fils de nylon a été estimé pour chaque vitesse de déplacement en l'absence de disque afin de corriger les mesures. Les forces correspondant à ces frottements représentent 12.5% de la force totale mesurée pour les disques de 10 mm de diamètre et 2% pour les disques de 30 mm de diamètre. A la surface libre, les fils glissent sans entraîner du fluide. De plus, les mesures sont effectuées là où les effets de fond et de surface libre sont négligeables. Mougin et al. [88] ont montré que les forces de traînée dans les gels de Carbopol étaient sensibles à l'état de contrainte initial du gel. Dans la présente étude, le disque a été déplacé plusieurs fois dans le fluide afin d'obtenir un état de contrainte initial bien défini. Par ailleurs, la reproductibilité des mesures de force de traînée est satisfaisante. Les incertitudes expérimentales relatives aux coefficients de traînée (cf. équation (3.1)) et au critère de stabilité (cf. équation (3.4)) ont été chiffrées. Elles comprennent l'incertitude sur l'horizontalité du disque qui a été mesurée égale au maximum à 1° . Elles prennent également en compte les incertitudes dues au capteur de force et les incertitudes relatives aux mesures rhéométriques

estimées à environ 10%. Le critère de stabilité obtenu a donc une incertitude moyenne de l'ordre de 20%.

Pour visualiser l'écoulement, le disque est maintenu fixe par une tige rigide au sein du réservoir. Les dispositifs de visualisation et d'acquisition d'images pour la PIV sont décrits dans le § 2.3.2.2.2 du chapitre 2. Trois maillages ont été utilisés dans le logiciel de PIV FlowManager V4.71. Des maillages de 22 x 16 vecteurs, 46 x 34 vecteurs et 94 x 70 vecteurs ont été corrélés sur les images successives avec un intervalle de temps variant de 2 à 10 s.

3.4 Matériau et rhéométrie

Deux échantillons de gels de Carbopol nommés “gel 1” et “gel 2” de concentration massique respective 0.9% et 1% ont été utilisés. Ces gels ont un pH égal à 7.3 et une masse volumique de 1000 kg.m⁻³. Le gel 1 est utilisé pour les mesures de force de traînée et le gel 2 pour la visualisation des lignes de courant et l'analyse PIV. Les propriétés rhéométriques des gels ont été déterminées par des essais de cisaillement simple effectués à vitesse contrôlée à l'aide du rhéomètre ARES développé par TA Instruments. La géométrie utilisée est une géométrie cône-plan dont les surfaces ont été recouvertes du même papier de verre que les disques afin d'éliminer le glissement aux parois. Le cône utilisé a un diamètre de 50 mm et un angle de 0.04 rad. Les mesures sont effectuées à température et à évaporation contrôlées.

La figure 3.2 représente les courbes d'écoulement des gels en régime permanent à $T = 23^{\circ}\text{C}$. Les courbes expérimentales sont modélisées par le modèle de Herschel-Bulkley (cf. équation (2.1)) dont les paramètres τ_0 , K et n sont fournis dans le tableau 3.2. Les valeurs de ces paramètres, les vitesses de déplacement du réservoir et les dimensions des disques (cf. tableau 3.1) conduisent à des nombres de Reynolds (cf. équation (2.7)) variant de 10^{-9} à 10^{-4} et à des nombres d'Oldroyd (cf. équation (2.8)) variant de 10 à 106 pour le gel 1 et de 11 à 72 pour le gel 2. Les températures enregistrées durant l'étude sont comprises entre 19°C et 26°C . Les caractéristiques rhéométriques sont très peu influencées par la température dans la gamme de température considérée. Par ailleurs, l'équation (2.9) fournit des nombres de Weissenberg variant de 10^{-6} à 10^{-2} . Les effets élastiques peuvent donc être négligés. En outre, les mesures de la force de relaxation agissant sur le disque à l'arrêt de l'écoulement ont été effectuées. Ces mesures peuvent servir à estimer la force résiduelle due à l'action du seuil de contrainte sur le disque en condition statique.

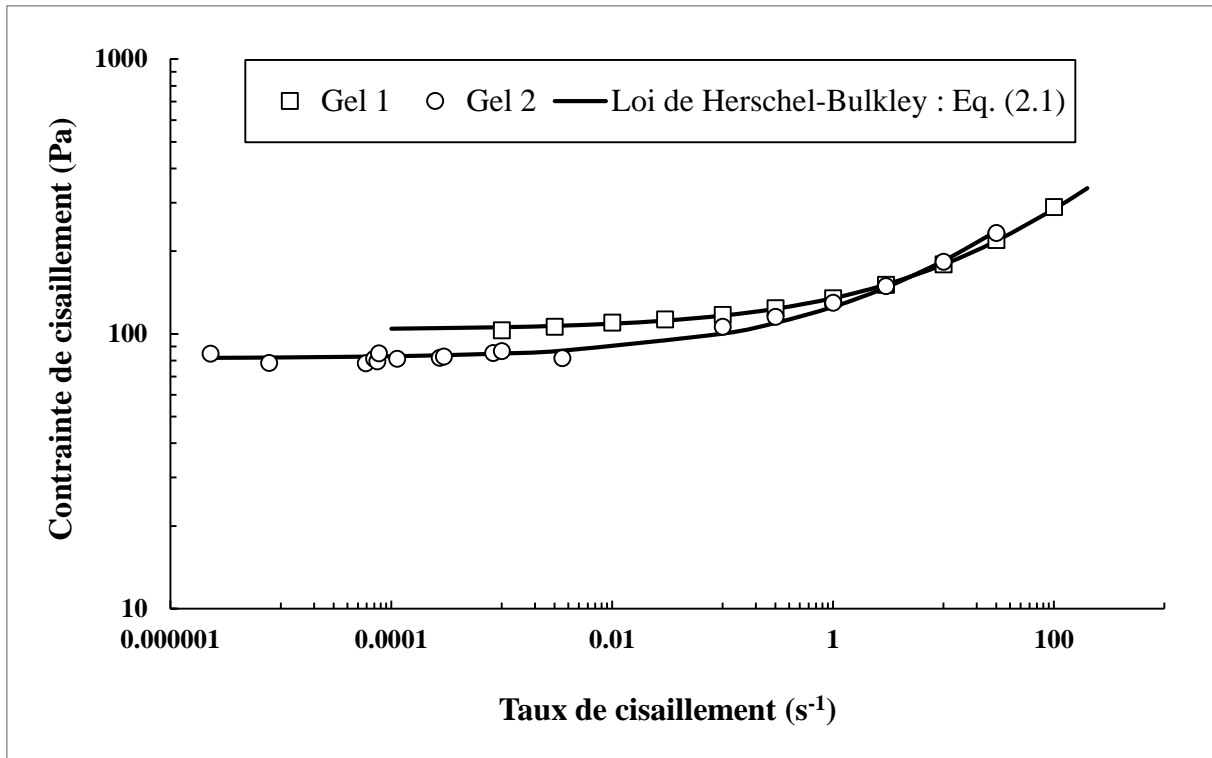


Figure 3.2 : Courbes d'écoulement des gels.

Gels	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n
Gel 1	123.7	52.4	0.38
Gel 2	81.5	44	0.37

Tableau 3.2 : Propriétés rhéologiques des gels.

3.5 Résultats et discussions

3.5.1 Coefficient de traînée

La figure 3.3 représente l'évolution du coefficient de traînée C_d^* en fonction du nombre d'Oldroyd. Cette évolution est obtenue avec le gel 1 pour des facteurs de forme variant de 0.053 à 0.16. Les valeurs de C_d^* révèlent très peu d'influence du facteur de forme Φ . Le coefficient de traînée observé diminue quand le nombre d'Oldroyd augmente, i.e. quand les effets plastiques deviennent plus importants. Aux faibles nombres d'Oldroyd, l'influence des effets visqueux s'observe. Aux nombres d'Oldroyd élevés, le coefficient de traînée tend vers une valeur asymptotique indépendante du nombre d'Oldroyd mais dépendant uniquement de la contrainte seuil et du maître-couple du disque. Les coefficients de traînée obtenus sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus par Jossic et Magnin [45] qui trouvent un $C_d^* = 12.3$ à Od

= 10 pour un facteur de forme de 0.14. Les valeurs des paramètres $C_{d,\infty}^*$, β et b de l'équation (3.2) sont fournies dans le tableau 3.3.

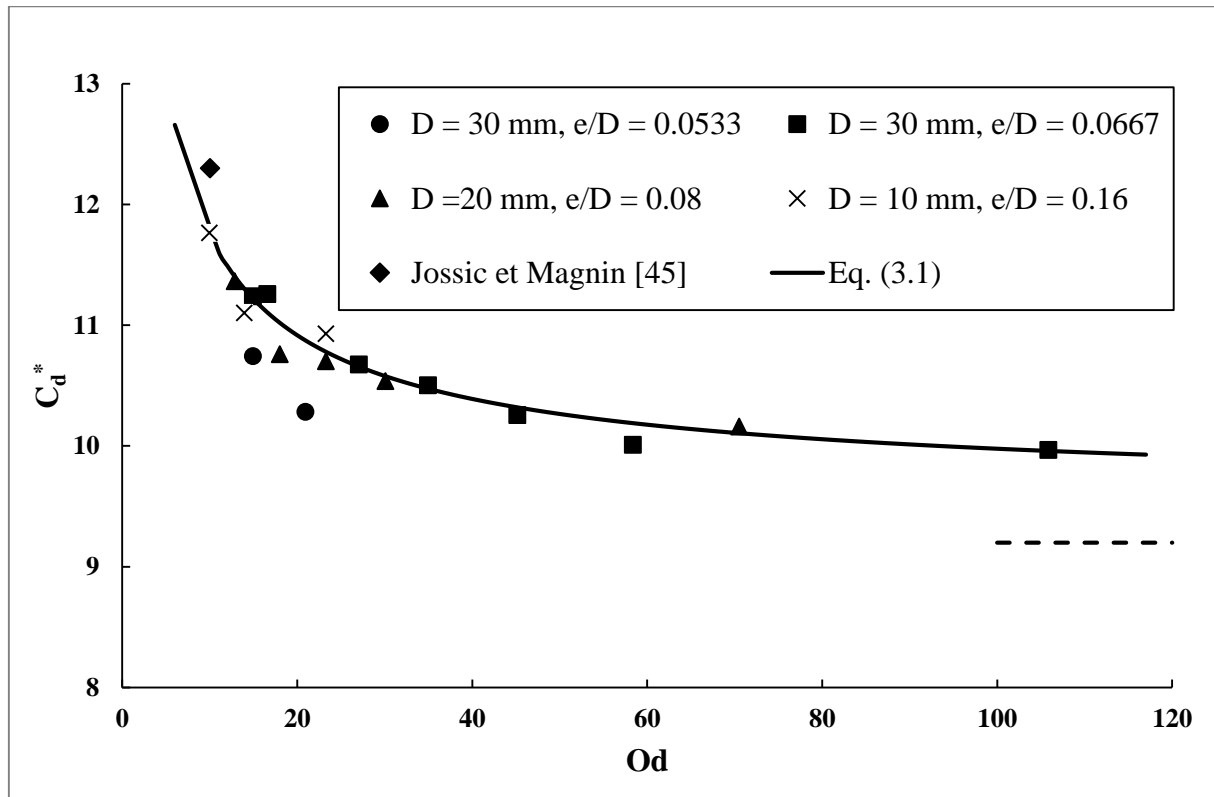


Figure 3.3 : Evolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd. La ligne en pointillés correspond à la valeur obtenue après relaxation.

$C_{d,\infty}^*$	β	b	C_d^* (relaxation)	Y_{crit}
9.48	10.37	0.66	9.2	0.11

Tableau 3.3 : Valeurs des paramètres des équations (3.2) et (3.4).

Durant les mesures de force, des mesures ont été effectuées en régime de relaxation en arrêtant le réservoir. La force ainsi mesurée est utilisée pour évaluer le coefficient de traînée viscoplastique correspondant à une vitesse nulle, i.e. à un nombre d'Oldroyd infini. Cette valeur, $C_d^* = 9.2$, est représentée sur la figure 3.3 par une asymptote horizontale. L'écart entre celle-ci et la valeur extrapolée des mesures effectuées en régime permanent pour Od tendant vers l'infini ($C_{d,\infty}^* = 9.48$ (cf. tableau 3.3)) est de 3%. La mesure de C_d^* par le mode de relaxation est similaire aux tests de relaxation de rhéométrie (cf. § 2.2.2.3) pouvant être utilisés pour déterminer la contrainte seuil.

3.5.2 Champ de vitesse et zones cisailées

Les figures 3.4, 3.5 et 3.6 fournissent des informations sur le champ d'écoulement autour du disque et plus particulièrement sur la forme et l'étendue des zones rigides et des zones cisailées au voisinage du disque. L'analyse cinématique est menée pour deux nombres d'Oldroyd : $Od = 11$ et $Od = 72$ qui correspondent respectivement à $U_0 = 150 \mu\text{m.s}^{-1}$ et $U_0 = 1 \mu\text{m.s}^{-1}$ et avec un disque de 20 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur.

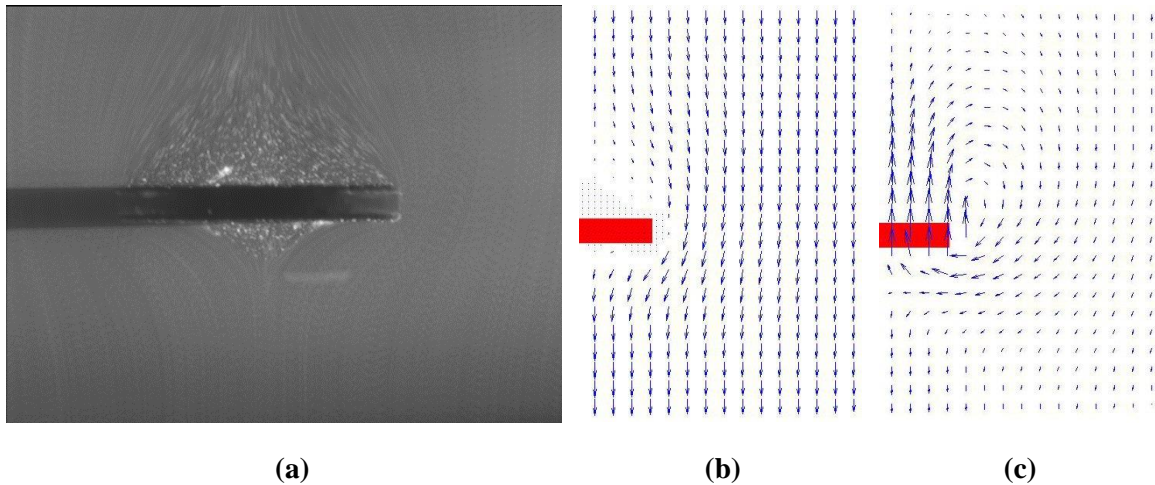


Figure 3.4 : Champ d'écoulement autour d'un disque (a) et champs de vitesse dans les plans liés au disque (b) et au réservoir (c). $Od = 11$.

La figure 3.4-a donne un aperçu des lignes de courant et du champ d'écoulement à $Od = 11$. Les figures 3.4-b et 3.4-c montrent respectivement les champs de vitesse dans les repères liés au disque et au réservoir. Par symétrie, la partie gauche de l'écoulement n'est pas représentée et seule la moitié du disque apparaît sur ces deux figures. La figure 3.4-a révèle que la présence du disque influence beaucoup plus l'écoulement axial que l'écoulement radial. Cette figure révèle aussi une asymétrie entre l'écoulement amont et l'écoulement aval. Une zone rigide statique couvre toute la face amont du disque quand une plus petite zone rigide statique apparaît à l'aval du disque. La figure 3.4-b confirme que le champ de vitesse est influencé par la présence du disque sur une distance plus grande à l'amont qu'à l'aval de l'écoulement. La figure 3.4-c révèle quant à elle, le phénomène de sillage négatif [89] qui se manifeste par la présence d'une région d'écoulement dont la direction est opposée au sens de l'écoulement. Ce phénomène déjà observé dans le cas de la sphère [42] et du cylindre [72] est analysé dans le § 3.5.5. La figure 3.4 peut dans un premier temps servir à approximer le champ cinématique loin du disque et la taille des zones rigides et des zones cisailées dans le voisinage du disque. A l'amont, l'écoulement est perturbé sur une distance de l'ordre de D quand à l'aval, l'écoulement redevient uniforme à partir d'une distance de l'ordre de $D/4$. La figure 3.4-c montre que la

présence du disque a une influence suivant l'axe horizontal sur une distance d'environ D depuis le bord du disque.

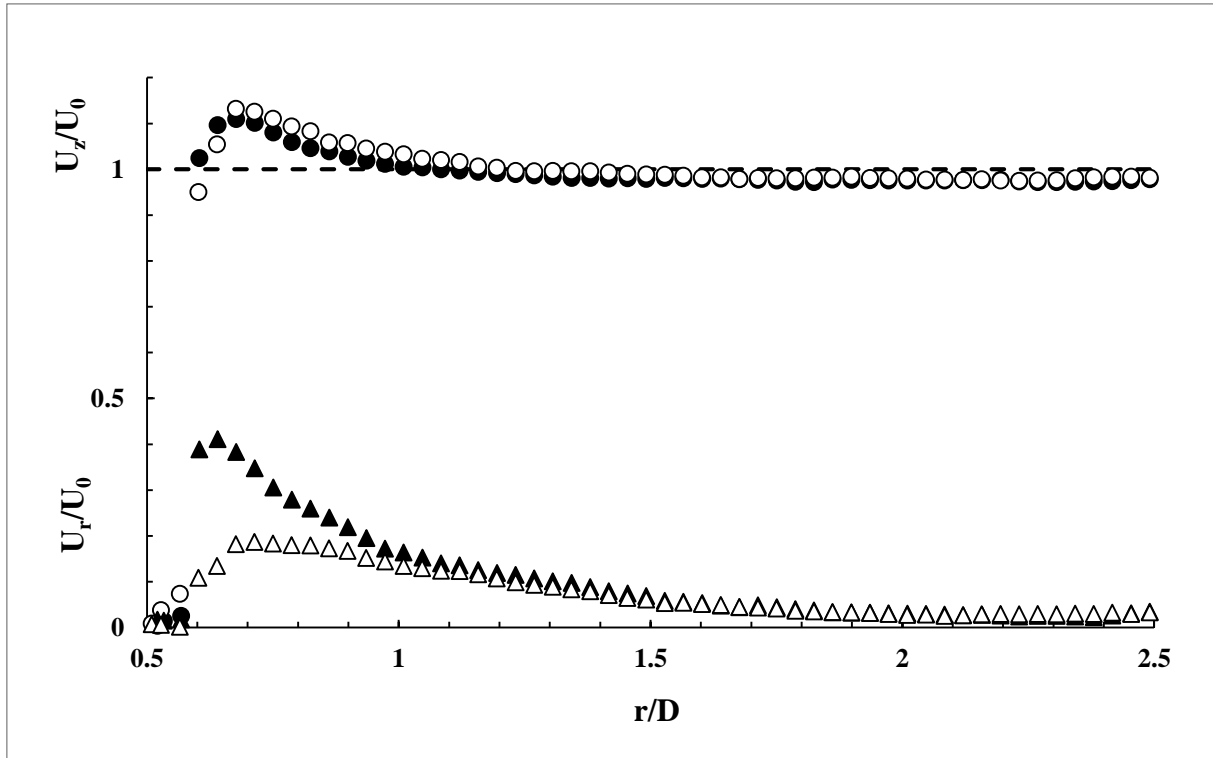


Figure 3.5 : Evolutions de U_r/U_0 (triangles) et U_z/U_0 (cercles) en fonction de r/D . Noir : $z = -e/2$ (plan A), blanc : $z = e/2$ (plan B). $Od = 11$.

La figure 3.5 représente les évolutions de U_r/U_0 et U_z/U_0 en fonction de r/D à $Od = 11$. Ces évolutions sont obtenues dans les plans A et B situés respectivement à l'aval ($z = -e/2$) et à l'amont ($z = e/2$) du bord du disque comme décrit sur la figure 3.1. Les variations de U_z/U_0 sont relativement similaires. Le cisaillement est concentré dans une zone qui s'étend sur une distance de l'ordre de $0.5D$ au voisinage du disque. U_z/U_0 atteint un maximum d'environ 1.1 à une distance $r/D \approx 0.7$. Parallèlement, les évolutions de U_r/U_0 dans les plans A et B révèlent certaines différences. Un maximum est noté dans le plan A, $U_r/U_0 \approx 0.4$ à $r/D \approx 0.64$. Ce maximum est beaucoup plus faible dans le plan B où il est de 0.2 à $r/D \approx 0.7$. Dans les deux plans, U_r/U_0 tend ensuite vers 0 sur une distance égale à $1.5D$. De ces observations, l'épaisseur de la zone cisailée dans le plan radial du disque est de l'ordre de D . Ce qui est en accord avec les observations de la figure 3.4-c.

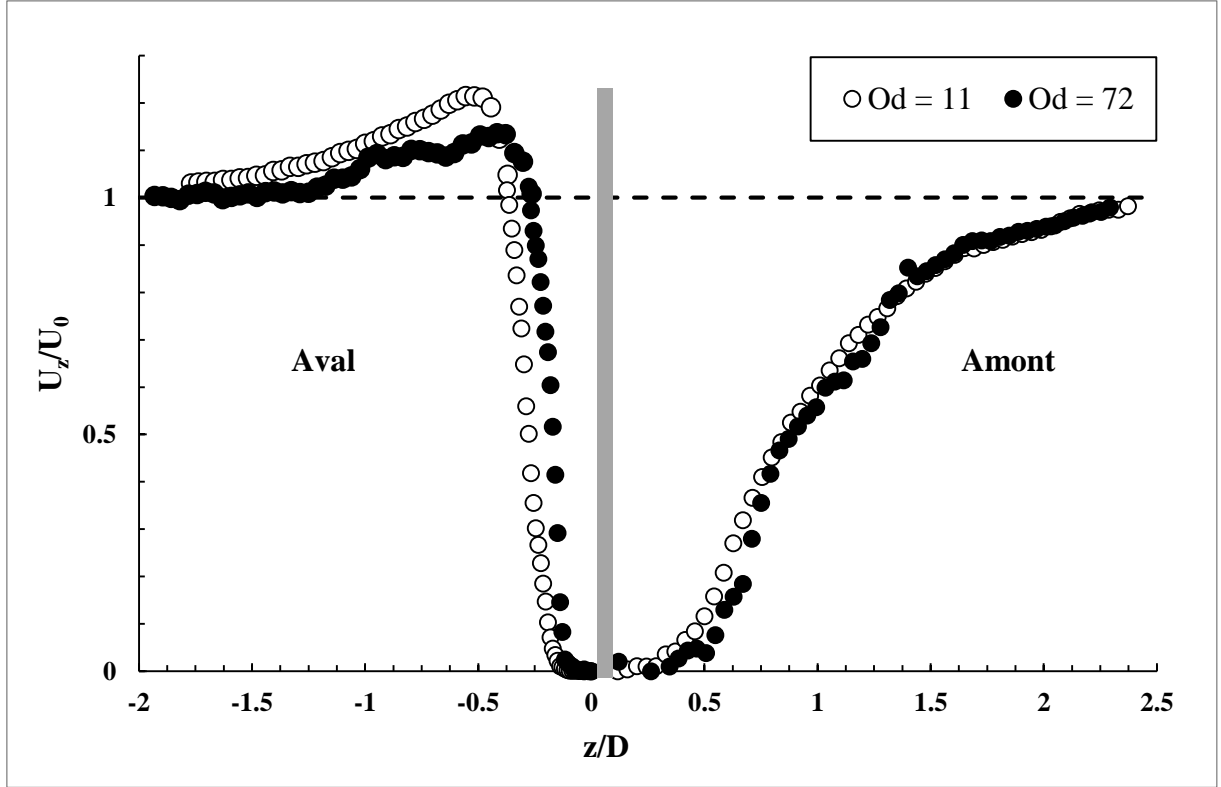


Figure 3.6 : Evolutions de U_z/U_0 suivant l'axe z en $r = 0$. $Od = 11$ et $Od = 72$.

La figure 3.6 représente les évolutions de U_z/U_0 suivant l'axe z en $r = 0$ à $Od = 11$ et $Od = 72$. Ces évolutions confirment l'étendue des zones rigides et des zones cisailées. En première approximation, l'étendue de la zone cisailée est définie par le critère $U_z/U_0 < 0.99$. A l'amont de l'écoulement, les deux profils sont très similaires et perturbés sur une distance de l'ordre de $2.5D$. A l'aval, quelques différences s'observent. U_z/U_0 est modifié sur une distance d'environ $2D$ à $Od = 11$ et d'environ $1.25D$ à $Od = 72$. Dans les deux cas, U_z/U_0 atteint un maximum de l'ordre de 1.2 à $Od = 11$ et 1.1 à $Od = 72$ sur une distance d'environ $0.5D$. Ces observations montrent pour la gamme de nombres d'Oldroyd considérée, que la zone cisailée amont est légèrement modifiée quand la zone cisailée aval diminue lorsque les effets plastiques augmentent.

3.5.3 Zone rigide statique amont

Les figures 3.7 et 3.8 analysent l'écoulement amont dans le voisinage immédiat du disque à $Od = 11$ et $Od = 72$. La figure 3.7 présente les lignes de courant et les champs de vitesse. Cette figure est utile pour décrire plus précisément la forme et l'étendue de la zone rigide statique qui recouvre toute la face amont du disque. L'épaisseur de cette zone augmente progressivement de 0 aux bords du disque jusqu'à un maximum situé en $r = 0$.

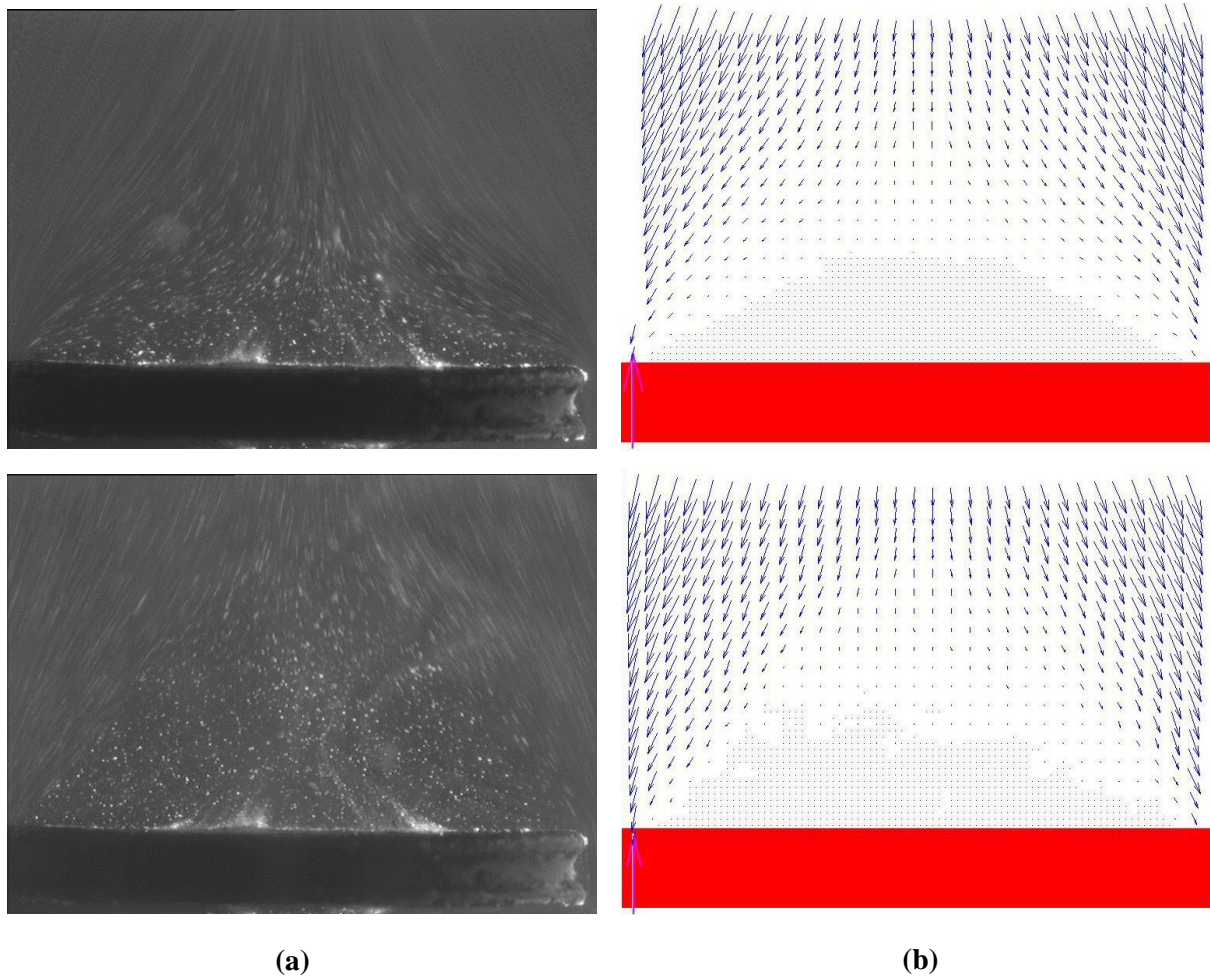


Figure 3.7 : Zones rigides statiques (a) et champs de vitesse (b) à l'amont du disque. $Od = 11$ (haut) et $Od = 72$ (bas).

Une faible mais non négligeable influence du nombre d'Oldroyd peut être observée dans la gamme d'Oldroyd considérée. L'épaisseur des zones rigides statiques en $r = 0$ peut être estimée en mesurant le profil de vitesse axiale suivant l'axe z en $r = 0$ (cf. figure 3.8). Cette épaisseur peut être définie comme la distance depuis la paroi à laquelle $U_z/U_0 > 10^{-3}$. A l'amont, celle-ci est d'environ $0.1D$ à $Od = 11$ et $0.2D$ à $Od = 72$. Comme attendu, la taille de la zone rigide statique diminue quand les effets plastiques diminuent.

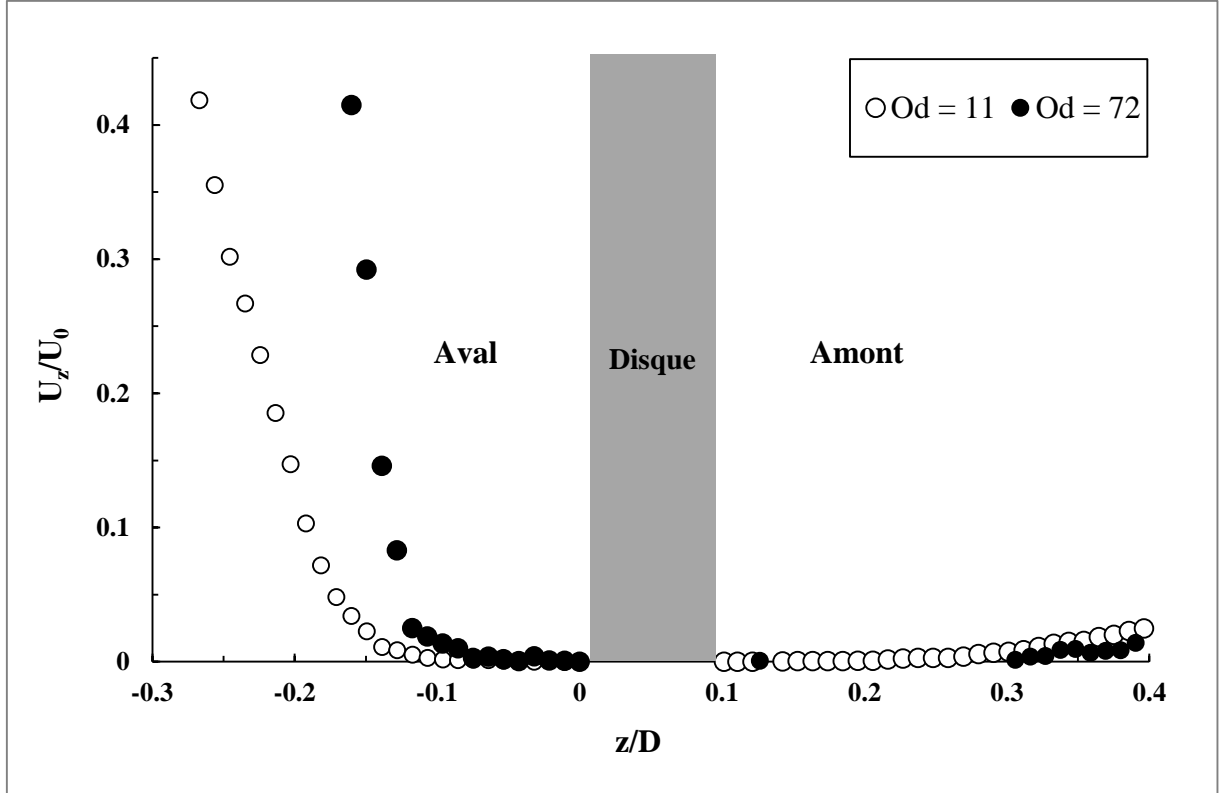


Figure 3.8 : Evolutions de U_z/U_0 suivant l'axe z en $r = 0$. $Od = 11$ et $Od = 72$.

3.5.4 Zone rigide statique aval

Les figures 3.9 et 3.10 décrivent l'écoulement aval dans le voisinage immédiat du disque à $Od = 11$ et $Od = 72$. La figure 3.9-a montre que l'écoulement aval est différent de l'écoulement amont. Une zone rigide statique de forme conique apparaît autour du point d'arrêt. Cette zone ne recouvre pas toute la face aval du disque mais s'étend uniquement sur une distance de $0.4D$. Son épaisseur augmente rapidement de 0 jusqu'à un maximum situé en $r = 0$. Cette épaisseur est légèrement plus grande à $Od = 11$. Les figures 3.9-b et 3.9-c décrivent respectivement le champ de vitesse dans les repères liés au disque et au réservoir. La figure 3.9-c confirme l'existence du phénomène de sillage négatif.

La figure 3.8 permet d'estimer l'épaisseur de la zone rigide statique aval suivant l'axe z en $r = 0$. Cette épaisseur est d'environ $0.1D$ à $Od = 11$ et $0.05D$ à $Od = 72$. Par conséquent, la zone rigide statique aval est légèrement plus étendue lorsque les nombres d'Oldroyd diminuent. La reproductibilité de ce résultat a été vérifiée. Ce résultat confirme que dans le voisinage aval du disque, la vitesse augmente plus vite lorsque les effets plastiques deviennent plus importants.

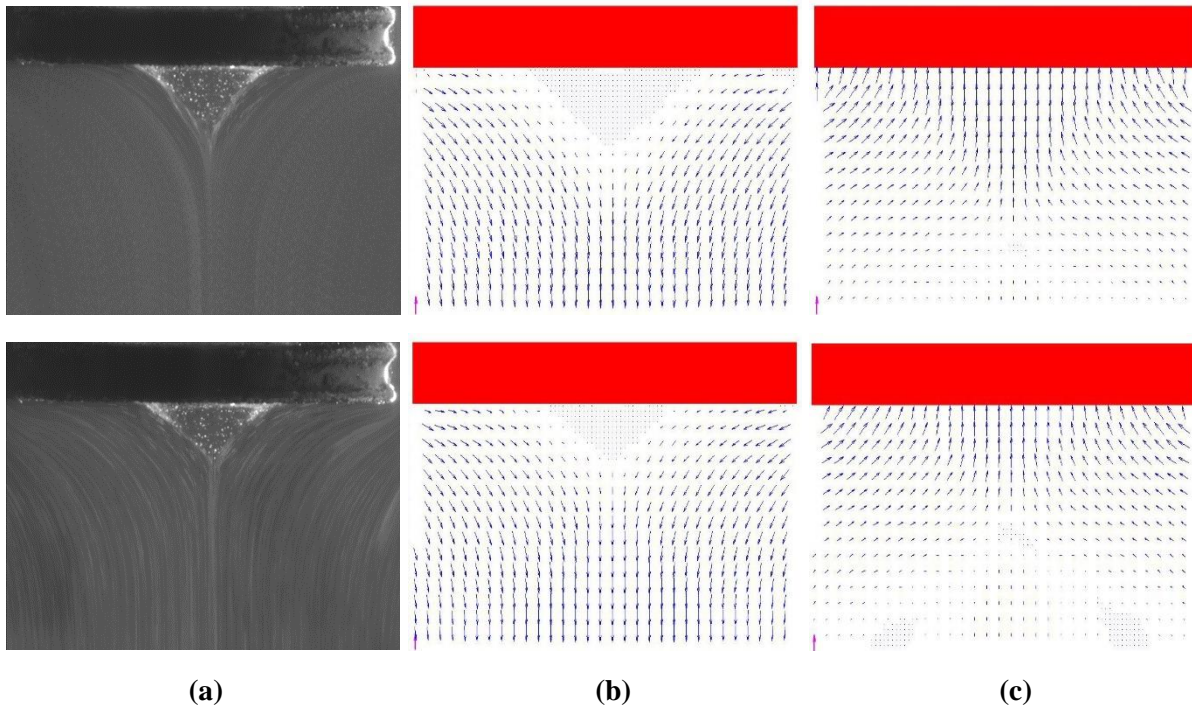


Figure 3.9 : Zones rigides statiques (a) et champs de vitesse dans les plans liés au disque (b) et au réservoir (c) à l'aval du disque. $Od = 11$ (haut) et $Od = 72$ (bas).

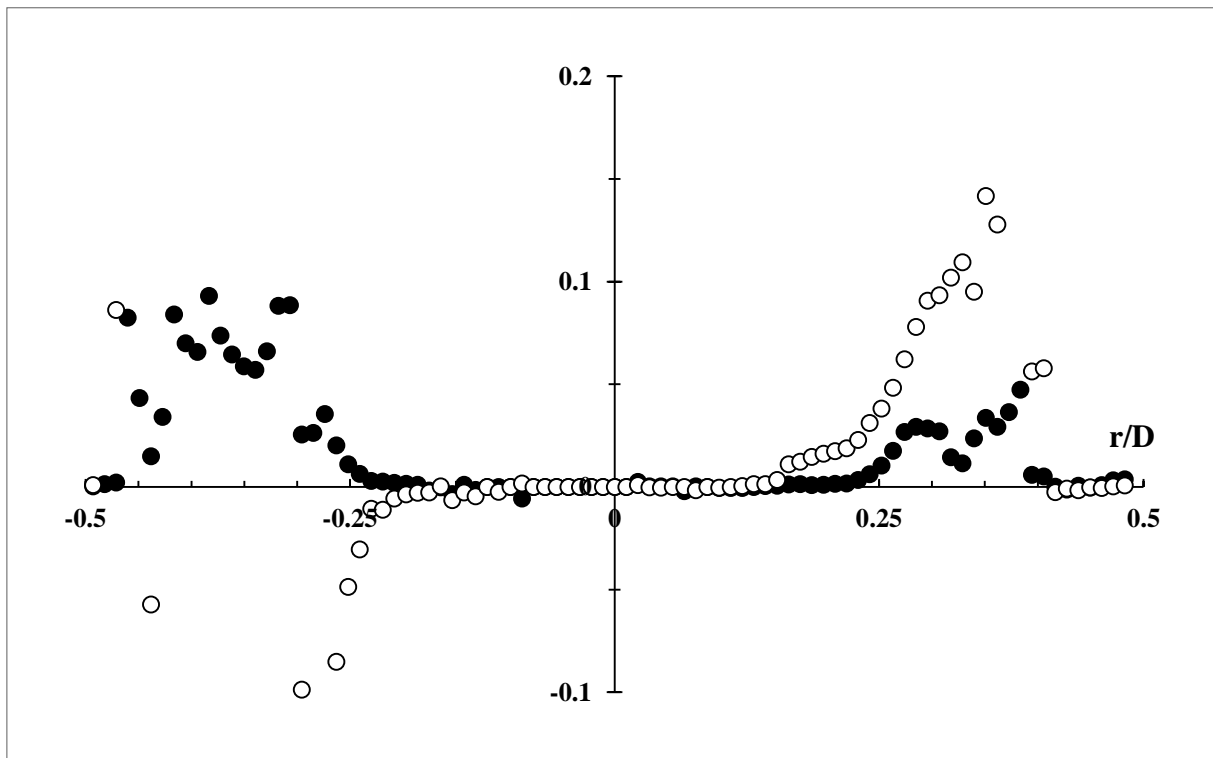


Figure 3.10 : Evolutions de U_r/U_0 (cercles blancs) et U_z/U_0 (cercles noirs) en fonction de r/D le long du disque en $z = -3e/4$. $Od = 11$.

La figure 3.10 fournit les évolutions de U_r/U_0 et U_z/U_0 en fonction de r/D le long du disque en $z = -3e/4$ à $Od = 11$. Par symétrie, la vitesse U_z est positive mais le signe de la vitesse U_r change car dans cette zone d'écoulement, le fluide s'écoule vers l'axe de symétrie z du disque. Les fortes fluctuations de vitesse observées entre $0.25D$ et $0.5D$ sont dues aux fortes variations de vitesse dans cette région d'écoulement. Les données de la figure 3.10 permettent d'estimer plus précisément l'étendue de la zone rigide statique conique aval observée sur la figure 3.9 à $Od = 11$. Cette zone s'étend sur une distance de l'ordre de $D/3$; ce qui est en accord avec les observations de la figure 3.9. Les valeurs obtenues à $Od = 72$ ne sont pas fournies ici pour des raisons de lisibilité. Elles conduisent toutefois aux mêmes résultats qui confirment ainsi que la taille et la forme des zones rigides sont peu modifiées par le nombre d'Oldroyd dans la gamme d'Oldroyd considérée.

3.5.5 Discussions

Les résultats expérimentaux ci-dessus présentés révèlent plusieurs aspects. La figure 3.3 montre que le facteur de forme influence très peu les coefficients de traînée obtenus pour la gamme d'Oldroyd et les facteurs de forme considérés. Pour un nombre d'Oldroyd donné, les écarts sont de l'ordre de 5%. Il en résulte donc que les faces latérales du disque jouent un rôle négligeable contrairement aux faces frontales ou maîtres-couples. Au regard du coefficient de traînée, le disque peut être considéré comme étant infiniment mince.

Par ailleurs, l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd est similaire à celle de la sphère ou du cylindre. Les contraintes obtenues à faibles vitesses d'écoulement sont de l'ordre de la contrainte seuil. A ces vitesses, la force de traînée est essentiellement gouvernée par la contrainte seuil et par le maître-couple du disque. Les valeurs expérimentales de cette étude sont en bon accord avec les données de la littérature relative aux points d'ancrage et aux fondations dans le domaine de la géotechnique résumées dans le tableau 3.4. Les valeurs de C_d^* obtenues par Mitsoulis et Galazoulas [74] sont toutefois d'un ordre de grandeur inférieures aux présents résultats et aux données théoriques et numériques de la littérature.

En outre, les valeurs de coefficient de traînée obtenues lors des tests de relaxation confirment les coefficients de traînée mesurés en régime d'écoulement permanent. Les valeurs extrapolées à Od infini (cf. tableau 3.3) s'accordent avec les mesures de relaxation effectuées à vitesse nulle. Ces valeurs permettent de déterminer le critère de stabilité Y_{crit} (cf. équation (3.4)) d'un disque mince. Pour les disques rugueux ici considérés, ce critère varie de 0.105 à 0.108.

Références	C_d^*	Méthodes d'analyse
Mitsoulis et Galazoulas [74]	1.54	Calculs par éléments finis
Kupferman [83]	9.5	Expérimentale
Yu [84]	13.2	Théorie de l'expansion de cavité
Merifield et al. [85]	12.5	Éléments finis
Khatri et Kumar [86]	11	Formulation axisymétrique + éléments finis
Résultats de l'étude	9.48	Expérimentale

Tableau 3.4 : Valeurs des coefficients de traînée fournies par la littérature.

Les résultats de cette étude peuvent être principalement comparés aux résultats de Putz et al. [42], de Tokpavi et al. [72] et de Mitsoulis et Galazoulas [74]. Putz et al. [42] observent un champ d'écoulement asymétrique pour des nombres d'Oldroyd variant de 0.11 à 0.25, i.e. pour une gamme située une décade en dessous de celle de cette étude, et pour des nombres de Reynolds compris entre 8×10^{-4} et 1.4. Ils attribuent l'asymétrie observée à la transition solide-liquide des gels de Carbopol [90]. Ils estiment que le comportement de ces gels devrait être décrit par des modèles rhéologiques beaucoup plus sophistiqués. Pour l'écoulement autour d'un cylindre, Tokpavi et al. [72] observent également un champ d'écoulement asymétrique. Ils suggèrent que cette asymétrie pourrait être due à la viscoélasticité du gel. En outre, les résultats numériques de Mitsoulis et Galazoulas [74] ne prédisent aucune région non cisailée autour du disque à $Od = 10$.

Dans la présente étude, les nombres de Reynolds varient de 10^{-9} à 10^{-4} . Les effets inertiels sont donc complètement négligeables par rapport aux effets visqueux. Dans ce contexte, les champs d'écoulement amont et aval devraient être symétriques pour un fluide au comportement purement viscoplastique. Ce qui a par exemple été observé dans les simulations numériques d'un écoulement rampant pour un fluide de Bingham autour d'un cylindre [72, 74]. Toutefois, les observations ci-dessus révèlent une asymétrie de l'écoulement entre l'amont et l'aval. Les régions non cisillées au voisinage des points d'arrêt sont très différentes en taille et en forme. L'asymétrie a été observée indépendamment de la direction de l'écoulement : en montée ou en descente. Par conséquent, la symétrie n'est pas rompue à cause de la gravité mais plutôt à cause du caractère non-Newtonien et de la transition solide-liquide du gel.

Par ailleurs, le rôle des contraintes normales ne peut être complètement ignoré [71, 72]. Piau [7] a remarqué l'existence de ces contraintes pour un gel de Carbopol concentré à 1% et pour

des taux de cisaillement allant de 10^{-5} s^{-1} à 10 s^{-1} . Son analyse conduit à des contraintes normales du même ordre de grandeur que les contraintes de cisaillement. Le phénomène de sillage négatif observé sur les figures 3.4-c et 3.9-c peut probablement être dû à ces contraintes normales. Ce phénomène non observé pour les fluides Newtoniens et pseudo-plastiques a été largement observé pour les fluides viscoélastiques. Comme suggéré par Tokpavi et al. [72], il serait dû aux contraintes normales qui devraient être prises en compte dans la modélisation numérique de l'écoulement des fluides à seuil autour d'obstacles afin de retrouver les régions non cisillées au voisinage du disque.

3.6 Conclusion

Cette étude présente les résultats expérimentaux relatifs à l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'un disque. Une loi décrivant l'évolution du coefficient de traînée C_d^* en fonction du nombre d'Oldroyd valable pour un disque infiniment mince a été établie. Les valeurs de C_d^* obtenues en régime d'écoulement permanent et celles extrapolées dans le régime d'écoulement gouverné uniquement par les effets plastiques s'accordent aux mesures statiques. Ces valeurs qui s'accordent également aux valeurs numériques proposées dans la littérature, ont servi à définir le critère de stabilité du disque Y_{crit} qui varie de 0.105 à 0.108 dans les conditions d'adhérence à la paroi. Par ailleurs, l'analyse cinématique a révélé l'asymétrie de l'écoulement entre l'amont et l'aval. De plus, la zone statique et la zone cisillée sont plus étendues à l'amont qu'à l'aval en termes de forme et de taille. La présente étude donne un nouvel aperçu des écoulements non inertiels de fluides à seuil autour d'obstacles et en présence de points d'arrêt. Elle pourrait servir de base pour les futures études numériques qui devraient pour plus de précision, prendre en compte la transition solide-liquide, les propriétés élastiques du fluide et les contraintes normales.

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans le J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2013 ; 191 : 14-24.

Chapitre 4 : Déplacement et stabilité de cônes dans un fluide à seuil

4.1 Introduction

La dynamique d'objets se déplaçant dans des milieux, en particulier dans des milieux viscoplastiques, a fait l'objet de nombreuses études vu ses nombreuses applications. A titre illustratif, des objets sont souvent enfoncés dans des milieux pour caractériser la rigidité ou la dureté de ces milieux, leur consistance, leur structure, etc. Cette technique est utilisée en géotechnique dans les tests de chute d'objets utilisant des cônes, des pieux ou des pénétromètres. La présence du seuil de contrainte est par ailleurs utilisée dans les industries cosmétique, agroalimentaire et pétrolière pour assurer le maintien en suspension et la stabilité d'objets de formes diverses. Les objets ayant été les plus étudiés dans les milieux viscoplastiques sont la sphère [42, 45-64] et le cylindre [71-76]. Toutefois, certaines études se sont intéressées à la plaque plane [43, 44, 80, 81] et au disque [chap. 3]. Toutes ces études expérimentales, théoriques et numériques ci-dessus ont permis de caractériser la morphologie de l'écoulement dans le voisinage de l'obstacle considéré. Elles ont en particulier permis de décrire la forme et l'étendue des zones rigides et cisailée.

La présente étude s'intéresse à l'écoulement rampant d'un fluide à seuil rhéofluidifiant autour d'obstacles coniques aux parois adhésives. L'écoulement est analysé en régime permanent. Le champ de vitesse à l'amont est uniforme et le fluide s'écoule le long de l'axe de symétrie du cône. Les données expérimentales, théoriques et numériques relatives à cette configuration d'écoulement sont encore parcellaires. Elles concernent essentiellement les tests de chute de cônes pour déterminer la dureté des sols. Les cônes utilisés dans la plupart de ces tests ne sont pas complètement immergés dans le milieu considéré.

Houlsby [91] et Houlsby et Wroth [92] ont mené des calculs théoriques concernant la force subie par un milieu rigide-plastique soumis à des essais de dureté avec des pénétromètres coniques. Dans leurs études basées sur la méthode des caractéristiques, ils analysent les effets de l'angle au sommet et de la rugosité du cône sur la force subie par le milieu. Ils estiment cette force proportionnelle au maître-couple du cône et à la charge appliquée au pénétromètre. Notant N_c le facteur de résistance du cône, ils observent une décroissance de N_c avec l'angle au sommet pour un milieu homogène et pour une rugosité donnée. Koumoto et Houlsby [93] ont effectué une analyse théorique et expérimentale similaire en prenant en compte la déformation de la

surface libre du sol. Ils montrent qu'en plus de l'angle et de la rugosité du cône, la déformation de la surface libre du milieu influence aussi le facteur de résistance N_{ch} .

Par ailleurs, Balashov et Zvolinskii [94] ont étudié les contraintes théoriques et les champs de vitesse qui se développent lors du déplacement d'un cône à vitesse constante dans un milieu rigide-plastique. Dans leur étude où les effets plastiques sont prédominants devant les effets visqueux et les effets inertiels, ils montrent que la force de traînée dépend des propriétés géométriques du cône et du seuil de rigidité du milieu.

Dans le domaine de la géotechnique, la résistance d'ancres circulaires se déplaçant dans des milieux argileux a été numériquement étudiée par Khatri et Kumar [86]. Cette étude révèle l'augmentation du facteur de résistance avec la hauteur d'enfoncement de l'ancre jusqu'à une hauteur critique au-delà de laquelle le facteur de résistance reste constant. Cependant, ce facteur est très peu modifié par les propriétés de surface de l'ancre. En outre, l'enfoncement de l'ancre dans le milieu rigide-plastique a conduit au développement d'une zone plastique dont la taille augmente avec la hauteur d'enfoncement.

Jossic et Magnin [45] ont mesuré le coefficient de traînée d'un cône d'angle au sommet 90° , aux parois adhésives, se déplaçant lentement dans un fluide à seuil rhéofluidifiant. Pour des nombres d'Oldroyd variant de 1 à 10, ils obtiennent un coefficient de traînée de 9.9 et un critère de stabilité de 0.027.

Le chapitre 3 a étudié l'écoulement d'un fluide à seuil rhéofluidifiant autour d'un disque, i.e. d'un cône d'angle au sommet 180° , aux parois adhésives, disposé perpendiculairement à l'écoulement. Il s'est intéressé à l'influence de la vitesse sur le coefficient de traînée et les champs et profils de vitesse. Ce chapitre fournit un coefficient de traînée asymptotique de 9.48 et un critère de stabilité de 0.11.

La présente analyse porte tout d'abord sur les mesures du coefficient de traînée. Ces mesures ont été réalisées pour plusieurs vitesses et pour plusieurs cônes. L'analyse s'intéresse ensuite aux champs cinématiques obtenus par la PIV, qui permettent de quantifier la forme et l'étendue des zones rigides au voisinage des cônes. Dans cette section, une attention particulière est accordée à la zone cisailée au voisinage de la surface latérale du cône. Enfin, les contributions des forces exercées par la surface latérale et par le maître-couple sont quantifiées à partir des mesures cinématiques.

4.2 Théorie

Comme expliqué dans la référence [46], le coefficient de traînée C_d^* défini dans la référence [45] peut être modélisé dans le cas du cône par :

$$C_d^* = \frac{F_d}{A \cdot \tau_0} = C_{d,\infty}^* + \frac{\beta}{O_d b} \quad (4.1)$$

Où F_d est la force de traînée, $A = \pi D^2/4$ est le maître-couple du cône avec D le diamètre du cône. $C_{d,\infty}^*$ et $\frac{\beta}{O_d b}$ représentent respectivement le coefficient de traînée asymptotique, i.e. la contribution plastique, et la contribution visqueuse du coefficient de traînée.

Le critère de stabilité Y_{crit} dans le cas du cône peut être défini par :

$$Y_{crit} = \left(\frac{\tau_0}{g h \Delta \rho} \right)_{crit} = \frac{1}{3 C_{d,\infty}^*} \quad (4.2)$$

Où h est la hauteur du cône (cf. figure 4.1), g la gravité et $\Delta \rho$ la différence de masses volumiques entre le fluide et le cône.

4.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental et ses détails techniques ont été présentés dans le chapitre 2 et dans les études [45, 46, 71]. Il permet simultanément de mesurer la force de traînée et de visualiser les champs de vitesse autour des cônes dont les propriétés géométriques sont fournies dans le tableau 4.1. Pour éviter tout glissement aux parois, les cônes sont recouverts d'un papier de verre dont la rugosité, de l'ordre de 200 μm , est supérieure à la taille caractéristique des micro-gels constitutifs du Carbopol [7, 30-34].

La morphologie de l'écoulement ainsi que les grandeurs définissant la géométrie du cône sont décrites sur la figure 4.1. Sur cette figure, le champ d'écoulement est uniforme à l'amont et le fluide s'écoule le long de l'axe de symétrie du cône. La vitesse d'écoulement U_0 est maintenue constante. Ses valeurs sont de l'ordre du $\mu m.s^{-1}$; ce qui permet de négliger les effets inertiels devant les effets visqueux et les effets plastiques. Le repère (O, x, y) sert à définir la forme et l'étendue des zones rigides et de la zone cisailée autour des cônes. Son origine O correspond au milieu de l'apothème du cône. Les quantités δ et δ_{am} le long de l'axe y représentent

respectivement les épaisseurs de la zone cisailée et de la zone rigide statique amont autour du cône. Leurs évolutions en fonction de l'angle au sommet θ du cône sont fournies dans le § 4.5.2.

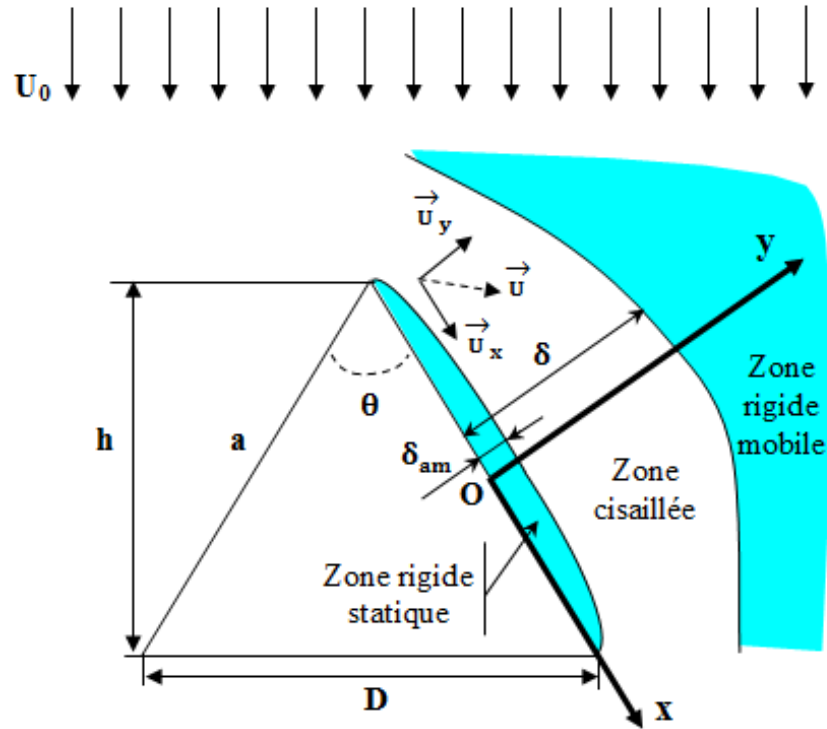


Figure 4.1 : Morphologie de l'écoulement et notations.

θ (°)	D (mm)	h (mm)	a (mm)	A (mm ²)
20	10	28.36	28.79	78.54
35	10	16.54	17.34	78.54
45	20	24.14	26.13	314.16
60	20	17.32	20	314.16
90	10	5	7.1	78.54
90	20	10	14.14	314.16
120	20	5.77	11.54	314.16
180	20	2	10	314.16

Tableau 4.1 : Propriétés géométriques des cônes.

Afin de mesurer les forces de traînée, les cônes sont reliés au moyen d'un fil de nylon à un capteur de force : une balance de mesure, PRECISA 1000C 3000D, avec une précision de 0.1 g. Le diamètre du fil de nylon est choisi égal à 0.4 mm pour limiter les effets du fil sur les mesures. Les dispositifs de visualisation, d'éclairage et d'acquisition d'images utilisés pour déterminer les champs et profils de vitesse sont par ailleurs décrits dans le § 2.3.2.2.2 du chapitre 2.

Le réservoir contenant le cône est déplacé à des vitesses contrôlées allant de $1 \mu\text{m.s}^{-1}$ à $200 \mu\text{m.s}^{-1}$. Pour maintenir le cône fixe durant les visualisations, tous les cônes excepté celui d'angle au sommet 180° ont été collés à un disque rigide de diamètre $D = 20 \text{ mm}$ lié au moyen d'une vis à une tige rigide verticale de section circulaire. Ce qui conduit à une structure en forme de "L" fixe dans le gel de Carbopol. Les épaisseurs du disque et de la tige sont faibles par rapport à la hauteur des cônes de sorte que le disque et la tige influencent très peu l'écoulement amont.

4.4 Matériau et rhéométrie

Deux échantillons de gels de Carbopol transparents nommés "gel 1" et "gel 2" ont été utilisés pour cette étude. Leur pH est proche de 7 et leur masse volumique est approximativement égale à 1000 kg.m^{-3} . Le gel 1 est utilisé pour les mesures de force de traînée et le gel 2 pour la visualisation de l'écoulement par PIV. Les propriétés rhéologiques de ces gels ont été obtenues par des essais de cisaillement simple à vitesse contrôlée, effectués à l'aide du rhéomètre ARES manufacturé par TA Instruments. Ces essais ont été réalisés à température et à évaporation contrôlées dans une cellule cône-plan pour des taux de cisaillement allant de 10^{-6} s^{-1} à 100 s^{-1} . Le cône utilisé pour les mesures de rhéométrie a un angle de 0.08 rad et un diamètre de 49 mm. Sa surface et celle du plan ont été recouvertes du même papier de verre que les cônes étudiés afin d'y éviter tout glissement [13, 22].

La figure 4.2 représente les courbes d'écoulement des gels obtenues en régime permanent à $T = 23^\circ\text{C}$. Les paramètres du modèle de Herschel-Bulkley (cf. équation (2.1)) déterminés par la méthode des moindres carrés sont fournis dans le tableau 4.2. Les incertitudes sur les contraintes de cisaillement mesurées sont de l'ordre de 10%. Dans cette étude, les nombres de Reynolds (cf. équation (2.7)) varient de 10^{-10} à 10^{-6} quand les nombres d'Oldroyd (cf. équation (2.8)) varient de 19 à 143. Les nombres de Weissenberg (cf. équation (2.9)) sont quant à eux compris entre 10^{-2} et 10^{-1} . Ce qui permet de négliger les effets viscoélastiques.

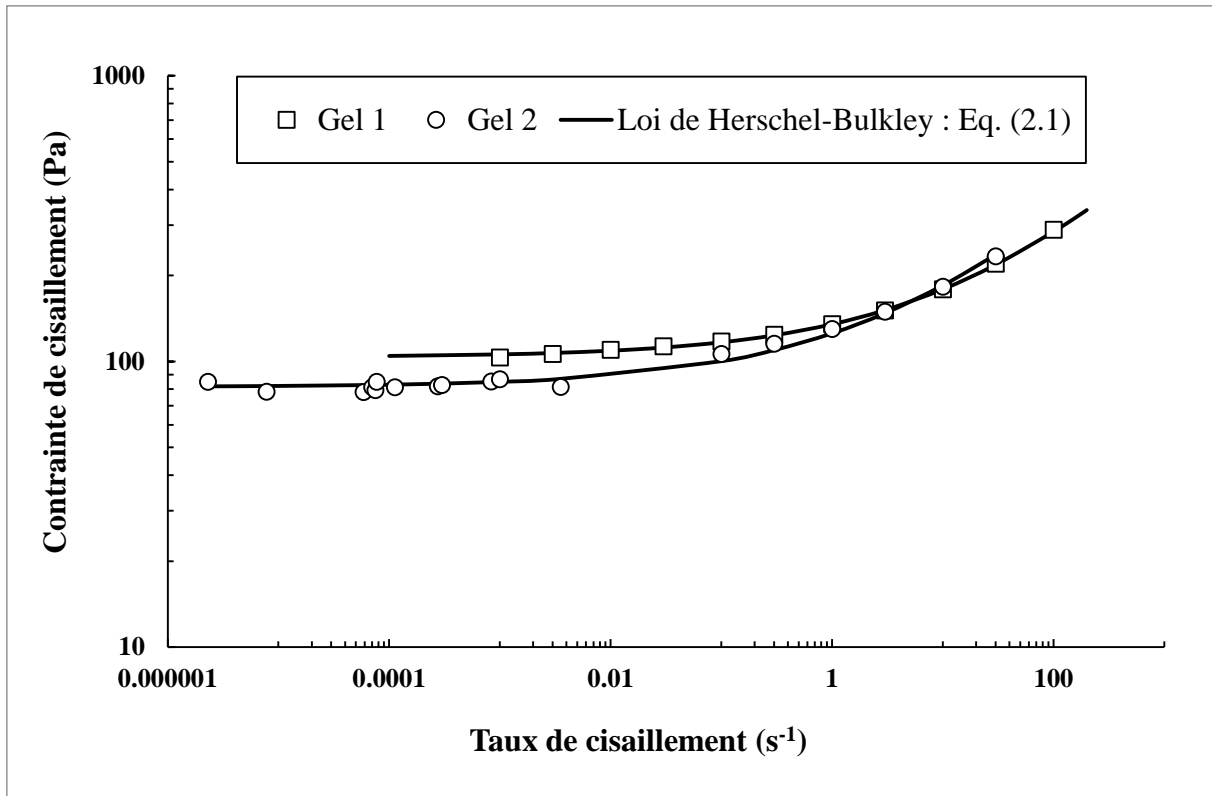


Figure 4.2 : Courbes d'écoulement des gels.

Gels	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n
Gel 1	103.6	31.4	0.38
Gel 2	81.5	44	0.37

Tableau 4.2 : Propriétés rhéologiques des gels.

4.5 Résultats et discussions

4.5.1 Coefficient de traînée et critère de stabilité

La figure 4.3 représente l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd pour différents angles au sommet. Les nombres d'Oldroyd varient de 19 à 143 ; ce qui correspond à des vitesses d'écoulement allant de 1 $\mu\text{m.s}^{-1}$ à 150 $\mu\text{m.s}^{-1}$. Les paramètres β , b et $C_{d,\infty}^*$ de l'équation (4.1) sont récapitulés dans le tableau 4.3.

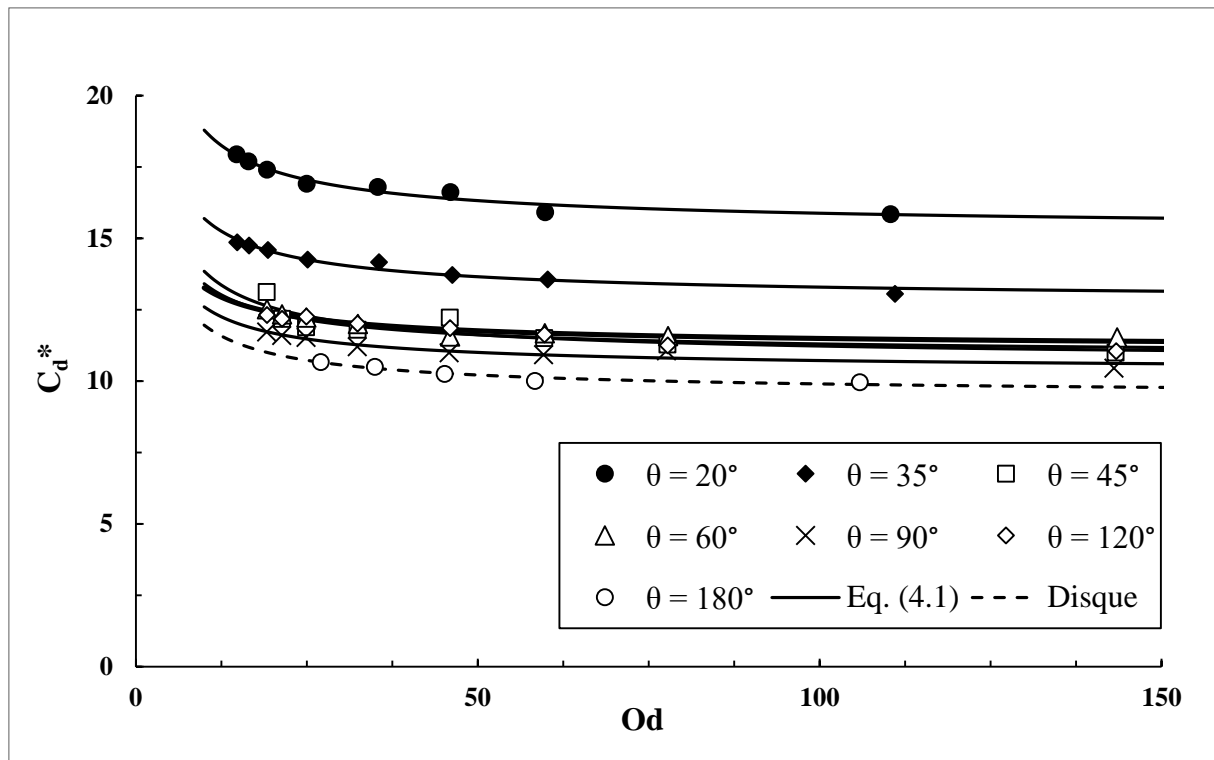


Figure 4.3 : Evolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd pour différents angles θ . L'évolution pour $\theta = 90^\circ$ correspond au cône de diamètre $D = 20$ mm.

θ ($^\circ$)	β	b	$C_{d,\infty}^*$	Y_{crit}
20	19		15.2	0.022
30	15.7		12.7	0.026
45	17.1		10.6	0.031
60	11.6	0.72	11.1	0.030
90	12.3		10.3	0.032
120	13.8		10.8	0.031
180	13.5		9.4	0.035

Tableau 4.3 : Valeurs des paramètres des équations (4.1) et (4.2) en fonction de l'angle θ .

Pour un angle au sommet donné, le coefficient de traînée diminue lentement avec le nombre d'Oldroyd avant de tendre vers le coefficient de traînée asymptotique $C_{d,\infty}^*$ pour les nombres d'Oldroyd supérieurs à 50. Pour ces nombres d'Oldroyd, la force de traînée subie par le cône n'est par conséquent plus gouvernée par la vitesse de l'écoulement mais est directement proportionnelle à la contrainte seuil et au maître-couple du cône.

Pour un nombre d'Oldroyd donné, la figure 4.3 révèle une augmentation du coefficient de traînée lorsque l'angle au sommet diminue. Afin de comprendre l'influence de ce paramètre sur le coefficient de traînée, la figure 4.4 décrit l'évolution du coefficient de traînée asymptotique $C_{d,\infty}^*$ en fonction de θ . Considérant tout d'abord les cônes de diamètre égal à 20 mm, $C_{d,\infty}^*$ reste constant pour les valeurs de θ supérieures à 90° malgré la diminution de la surface latérale qui résulte de l'augmentation de θ . Il s'ensuit donc que la force de traînée ne dépend pas de l'angle du cône, i.e. de la surface latérale, mais dépend uniquement de la contrainte seuil et du maître-couple.

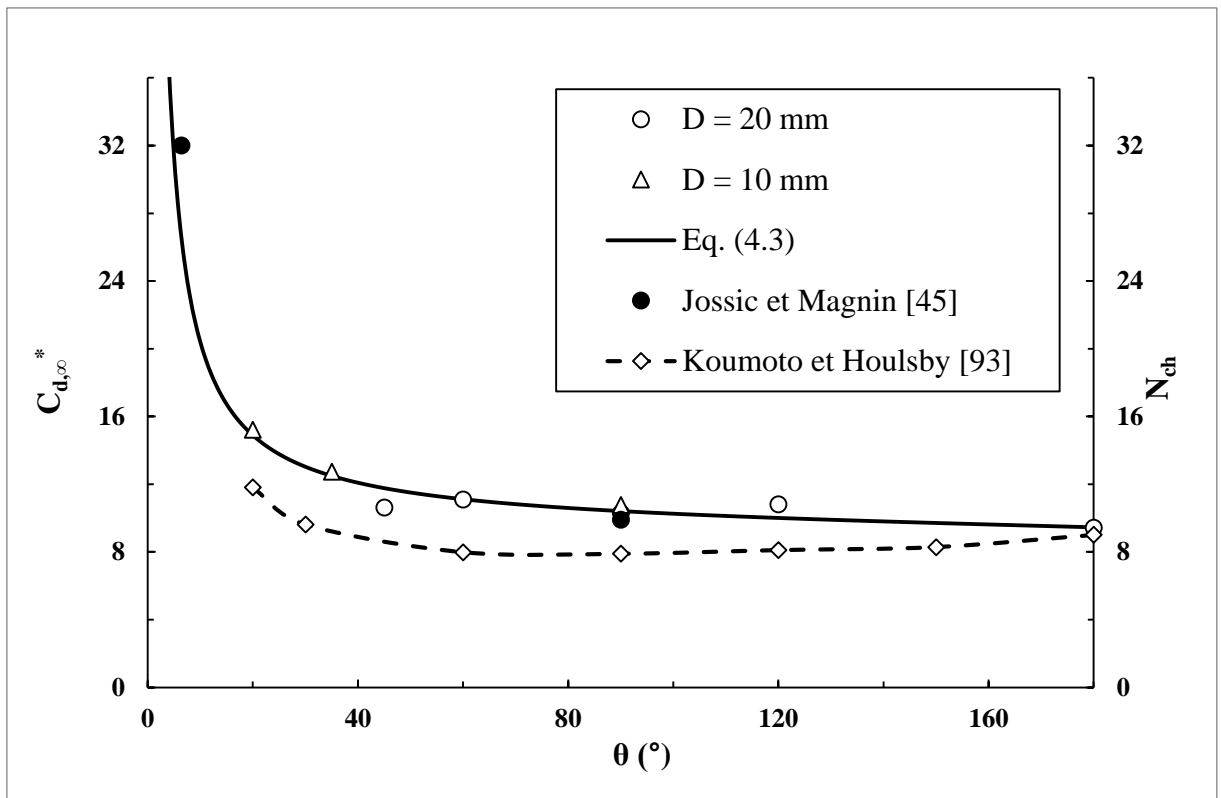


Figure 4.4 : Evolutions du coefficient de traînée asymptotique (cercles blancs et noirs, triangles blancs) et du facteur de résistance du cône (losanges blancs) en fonction de l'angle θ .

Considérant désormais les cônes de diamètre égal à 10 mm, le coefficient de traînée asymptotique pour les angles θ inférieurs à 90° augmente lorsque l'angle au sommet diminue, i.e. lorsque la surface latérale devient de plus en plus grande par comparaison au maître-couple. Pour ces angles au sommet, l'influence de la surface latérale sur la force de traînée devient de plus en plus significative. Ce qui est en accord avec le rapport entre la surface latérale et le maître-couple du cône qui évolue en $1/\sin(\frac{\theta}{2})$.

Les valeurs expérimentales de $C_{d,\infty}^*$ peuvent être décrites par l'équation suivante qui est non seulement simple mais aussi consistante d'un point de vue physique :

$$C_{d,\infty}^* = 9.5 + \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.3)$$

Le premier terme de l'équation (4.3) représente la contribution du maître-couple. Il correspond au coefficient de traînée plastique d'un disque horizontal [chap. 3]. Le second terme, $\cot\left(\frac{\theta}{2}\right)$, représente le ratio entre les forces de traînée exercées sur la surface latérale et sur le maître-couple. Ce terme peut être simplement démontré en considérant une bande élémentaire d'un cône située entre z et $z + dz$, de rayon $r = z * \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$, de longueur $2\pi r$ et de largeur $\frac{dz}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}$. En première approximation, la contrainte de cisaillement sur la surface latérale du cône peut être considérée comme uniforme et égale à la contrainte seuil τ_0 . La bande élémentaire subit donc une force de traînée latérale élémentaire définie par : $dF_{dl} = \tau_0 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) dS$ avec $dS = 2\pi r \frac{dz}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}$. Par conséquent, la force de traînée latérale totale résultante est :

$$F_{dl} = \int_0^h \tau_0 * 2\pi r dz = \tau_0 * \pi h^2 \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \tau_0 * \frac{\pi D^2}{4} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.4)$$

Cette première approche corrobore le second terme de l'équation (4.3) même si l'hypothèse d'une contrainte de cisaillement uniforme à la paroi du cône est une approche simpliste. Ainsi, l'équation (4.3) peut être comprise comme la somme de la force de traînée subie par un disque horizontal [chap. 3] et de la force de traînée exercée sur la surface latérale du cône.

Le coefficient de traînée correspondant à $\theta = 6.4^\circ$ fourni sur la figure 4.4 provient des mesures effectuées par Jossic et Magnin [45] pour un cylindre vertical de facteur de forme 5. Cet angle a été déterminé en assimilant le cylindre à un cône dont l'angle au sommet équivalent est défini par le ratio entre le maître-couple et la surface latérale du cylindre. Ce point est en accord avec l'équation (4.3).

La figure 4.4 fournit également l'évolution du facteur de résistance du cône N_{ch} obtenu par Koumoto et Houlsby [93] en fonction de l'angle du cône. Cette évolution est similaire à celle du coefficient de traînée asymptotique. Tout comme ce coefficient, le facteur N_{ch} diminue avec l'angle du cône avant de tendre vers un plateau. En outre, les valeurs de $C_{d,\infty}^*$ et N_{ch} sont du

même ordre de grandeur même si celles de $C_{d,\infty}^*$ sont supérieures à celles de N_{ch} . Cet écart peut être attribué au fait que les cônes utilisés par Koumoto et Houlsby ne sont pas complètement immergés dans le milieu considéré. Par conséquent, la force de pression qui s'exerce sur le maître-couple, i.e. la force due à l'écoulement à l'arrière du cône, n'est pas prise en compte dans le calcul de la force de traînée totale.

Le critère de stabilité du cône peut être déduit de l'équation (4.2). Ses valeurs varient de 0.002 à 0.004 (cf. tableau 4.3). Elles sont du même ordre de grandeur que la valeur de 0.027 obtenue par Jossic et Magnin [45] pour un cône d'angle au sommet $\theta = 90^\circ$.

Vu le challenge que représente la détermination de la contrainte seuil des fluides complexes, ces mesures de coefficients de traînée peuvent servir comme méthode alternative. A cette fin, tout cône de cette étude pourrait être utilisé pour déterminer tout d'abord la force de traînée correspondant à une très faible vitesse. Ensuite, la contrainte seuil pourra être estimée en divisant la force de traînée mesurée par le maître-couple et par le coefficient de traînée asymptotique dont l'évolution en fonction de l'angle du cône est fournie sur la figure 4.4. Le nombre d'Oldroyd correspondant à cette valeur de contrainte est à déterminer afin de vérifier s'il est suffisamment élevé pour considérer le coefficient de traînée asymptotique. Si non, trois mesures sont à effectuer à trois vitesses différentes pour ensuite déterminer les paramètres τ_0 , K et n de l'équation (2.1).

4.5.2 Champs et profils de vitesse

Cette section s'intéresse aux champs et profils de vitesse dans le voisinage des cônes. Cette étude cinématique a été réalisée avec le gel 2 et les cônes de 20 mm de diamètre. L'apothème a de chaque cône et la vitesse du réservoir U_0 serviront respectivement d'échelle de longueur et d'échelle de vitesse.

4.5.2.1 Champs de vitesse et recirculation

La figure 4.5 fournit les champs de vitesse adimensionnée U^* autour de chaque cône pour $Od = 11$, i.e. pour $U_0 = 150 \mu m.s^{-1}$. Sur celle-ci, la section plane apparaissant au bas de chaque cône excepté celui d'angle au sommet 180° , correspond au disque utilisé pour fixer le cône. La figure 4.5 permet d'analyser l'influence de l'angle au sommet θ sur la morphologie de l'écoulement. Les champs de vitesse observés sont globalement similaires. Loin à l'amont, la vitesse du fluide est constante et égale à la vitesse du réservoir U_0 . Cette vitesse diminue progressivement jusqu'à

s'annuler à la paroi du cône. Ce qui conduit au développement d'une zone à très faibles vitesses au voisinage immédiat de l'arête du cône.

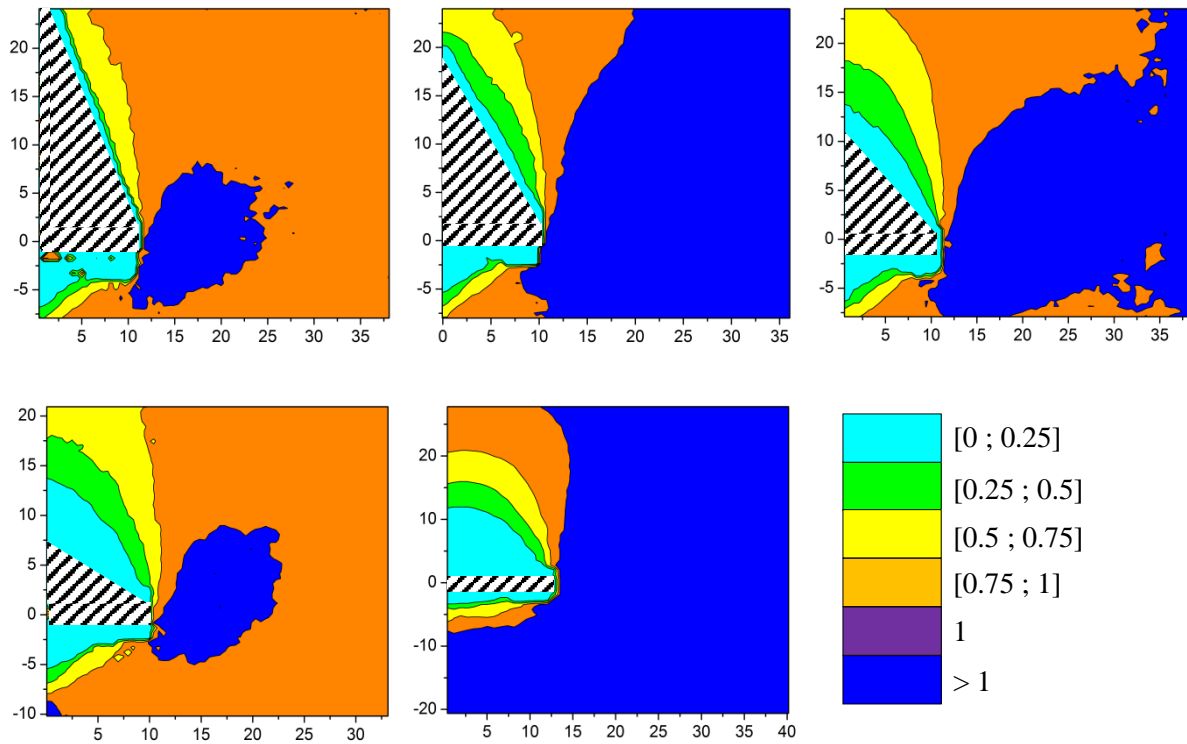


Figure 4.5 : Champs de vitesse adimensionnée U^* . $Od = 11$. Le cône est représenté par la zone hachurée. Les graduations en abscisses et en ordonnées sont fournies en mm.

Dans le plan (x, y) , les vitesses augmentent progressivement depuis l'arête du cône jusqu'à atteindre la vitesse du réservoir U_0 loin de cette arête. La région où la vitesse du fluide est égale à U_0 correspond à la zone rigide mobile. La région entre la paroi du cône et la zone rigide mobile est la zone cisailée. Dans le plan (x, y) , les vitesses observées dans le voisinage immédiat du cône deviennent de plus en plus grandes lorsque l'angle θ diminue. Par conséquent, une augmentation de θ conduit à une augmentation de l'épaisseur de la zone à faibles vitesses. Cette zone recouvre entièrement l'arête du cône lorsque θ augmente et tend vers un dôme pour $\theta = 180^\circ$ [chap. 3].

L'écoulement aval révèle une zone conique à faibles vitesses, similaire à celle observée dans le cas du disque [chap. 3]. Dans le sillage du cône, les vitesses augmentent progressivement jusqu'à la vitesse du réservoir loin du cône.

Il convient de noter qu'un changement de repère, du repère fixe lié au cône au repère fixe lié au réservoir, a révélé le phénomène de recirculation dans le sillage des cônes comme observé pour la sphère [42], le cylindre [72] et le disque [chap. 3].

4.5.2.2 Influence du nombre d'Oldroyd

Ce paragraphe analyse l'influence du nombre d'Oldroyd sur les profils de vitesse adimensionnée U^* suivant l'axe y pour $\theta = 90^\circ$. La figure 4.6 représente ces profils de vitesse à $x^* = 0$ pour $Od = 11$ et $Od = 72$, i.e. à $U_0 = 150 \mu\text{m.s}^{-1}$ et $U_0 = 1 \mu\text{m.s}^{-1}$ respectivement. Les données expérimentales peuvent être décrites par l'équation suivante :

$$U^* = \frac{U}{U_0} = \frac{1+k_1 e^{-k_2 y^*}}{1+k_3 e^{-k_4 y^*}} \quad (4.5)$$

Où $y^* = \frac{y}{a}$ et k_1, k_2, k_3 et k_4 sont des paramètres déterminés par la méthode des moindres carrés.

Les valeurs de k_1, k_2, k_3 et k_4 sont données dans le tableau 4.4.

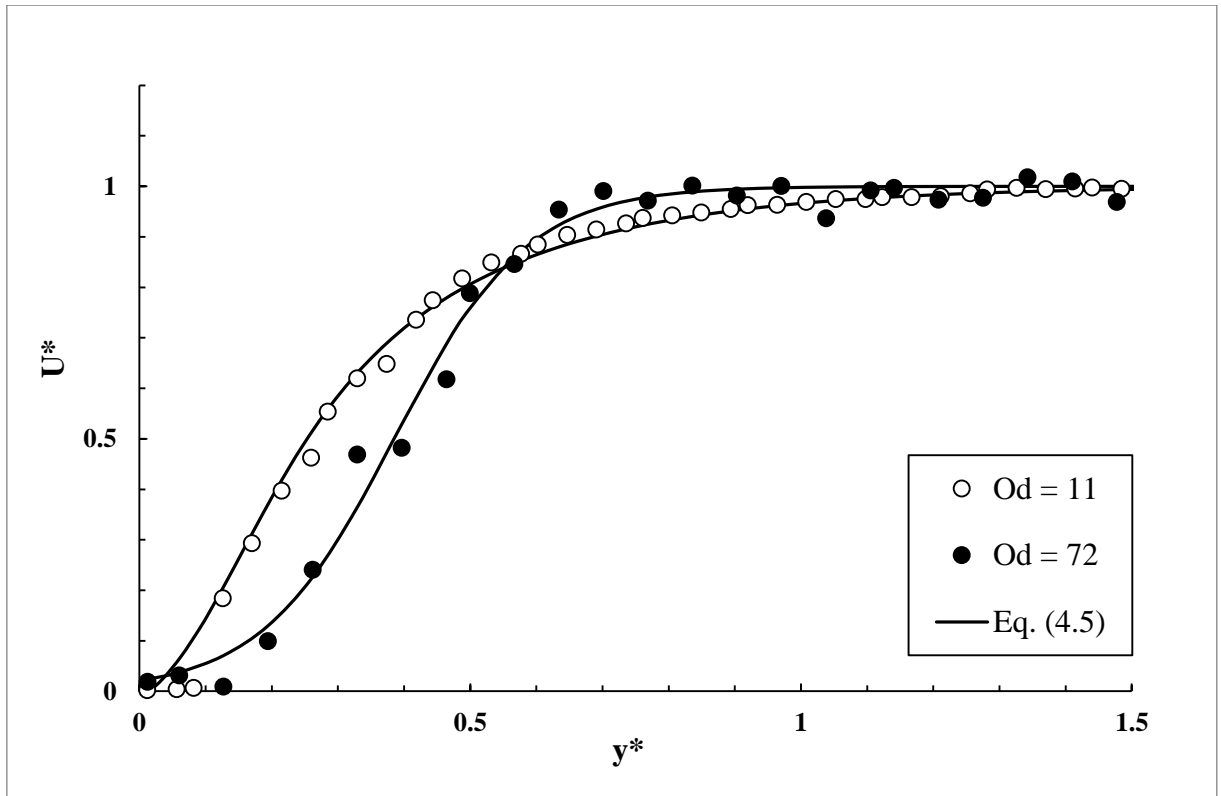


Figure 4.6 : Profils de vitesse adimensionnée U^* en fonction de y^* à $x^* = 0$ pour $\theta = 90^\circ$.

θ (°)	Od	k_1	k_2	k_3	k_4
45	11	-1.03	5.08	-0.73	6.68
60	11	-1.05	5.61	0.25	5.12
90	11	-1.06	3.44	2.5	12.07
90	72	0	8	46.67	10
120	11	-1.1	1.80	2.92	4.42
180	11	-1.17	0.75	8.78	3.12

Tableau 4.4 : Valeurs des paramètres de l'équation (4.5) en fonction de l'angle θ .

Sur la figure 4.6, le profil correspondant à $Od = 72$ est beaucoup plus bruité en raison des longs intervalles de temps entre les images successives utilisées. Néanmoins, les deux profils ont des évolutions similaires même si des écarts s'observent dans l'intervalle des y^* compris entre 0.1 et 0.5. Ces évolutions débutent par une région de faibles vitesses au voisinage de la surface latérale. Au-delà de celle-ci, les vitesses augmentent progressivement jusqu'à la vitesse du réservoir loin de l'arête du cône. L'épaisseur de la zone cisailée δ peut être évaluée à partir de la figure 4.6. A cette fin, le critère choisi est que la vitesse adimensionnée U^* est égale à 99%. Ce critère appliqué à l'équation (4.5) fournit l'épaisseur adimensionnée $\delta^* = \frac{\delta}{a}$ de la zone cisailée. Cette épaisseur adimensionnée est estimée à 1.3 à $Od = 11$ et à 0.9 à $Od = 72$. L'écart entre ces deux valeurs de δ^* est de 44%. Au regard du bruit précédemment évoqué qui conduit à beaucoup plus d'incertitudes expérimentales à $Od = 72$, il s'ensuit que la morphologie de l'écoulement est peu influencée par le nombre d'Oldroyd dans la gamme des nombres d'Oldroyd ici considérée. Cette observation corrobore celle observée pour le disque [chap. 3]. Pour ce cas asymptotique qui correspond à $\theta = 180^\circ$, aucune influence significative du nombre d'Oldroyd n'a été observée sur la forme et la taille de la zone cisailée et des zones rigides.

4.5.2.3 Influence de l'angle au sommet

Cette section s'intéresse à l'influence de la géométrie du cône sur les champs et profils de vitesse dans le plan (x, y) . Cette influence est analysée à $Od = 11$.

La figure 4.7 fournit les profils de vitesse adimensionnée U^* le long de l'axe y à $x^* = 0$ pour différents angles θ . Les données expérimentales peuvent être décrites par l'équation (4.5) dont les paramètres sont fournis dans le tableau 4.4.

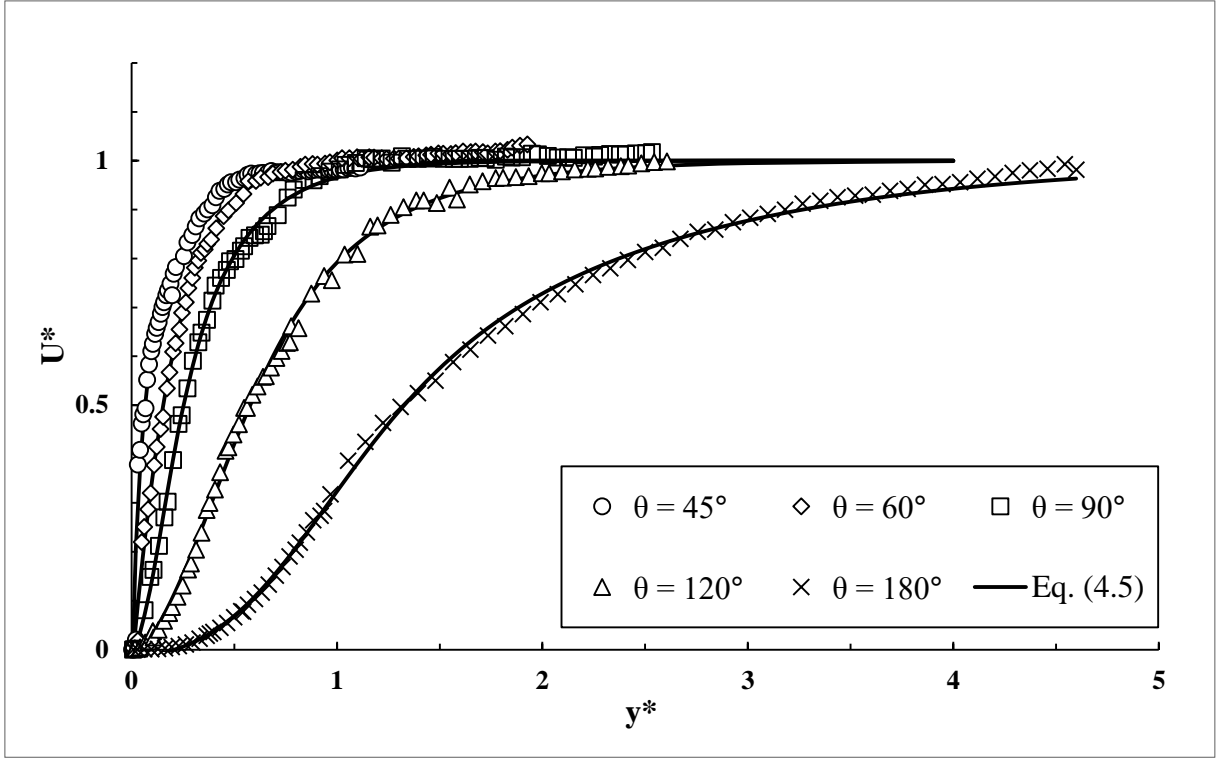


Figure 4.7 : Profils de vitesse adimensionnée U^* en fonction de y^* à $x^* = 0$ pour différents angles θ . $Od = 11$.

Les profils de vitesse sur la figure 4.7 sont globalement similaires et corroborent par ailleurs les différences précédemment évoquées dans le voisinage immédiat du cône. Ils augmentent immédiatement depuis la paroi des cônes à $\theta = 45^\circ$, $\theta = 60^\circ$ et $\theta = 90^\circ$ mais s'étalent sur une zone à faibles vitesses pour $\theta = 120^\circ$ et $\theta = 180^\circ$.

En outre, la figure 4.7 révèle une augmentation de l'épaisseur de la zone cisailée avec l'angle θ . Pour une analyse plus approfondie de cette épaisseur, la figure 4.8 fournit l'évolution de δ^* en fonction de θ . Les valeurs de δ^* ont été obtenues grâce au critère $U^* = 99\%$ appliqué à l'équation (4.5). La figure 4.8 révèle une épaisseur de zone cisailée adimensionnée stagnante à 0.8 pour les angles θ inférieurs à 45° . Au-delà de 45° , δ^* augmente avec l'angle θ . L'évolution de δ^* peut être décrite par l'équation ci-dessous dont les paramètres λ_1 , λ_2 et λ_3 sont résumés dans le tableau 4.5.

$$\delta^* = \lambda_1 \theta^{\lambda_2} + \lambda_3 \quad (4.6)$$

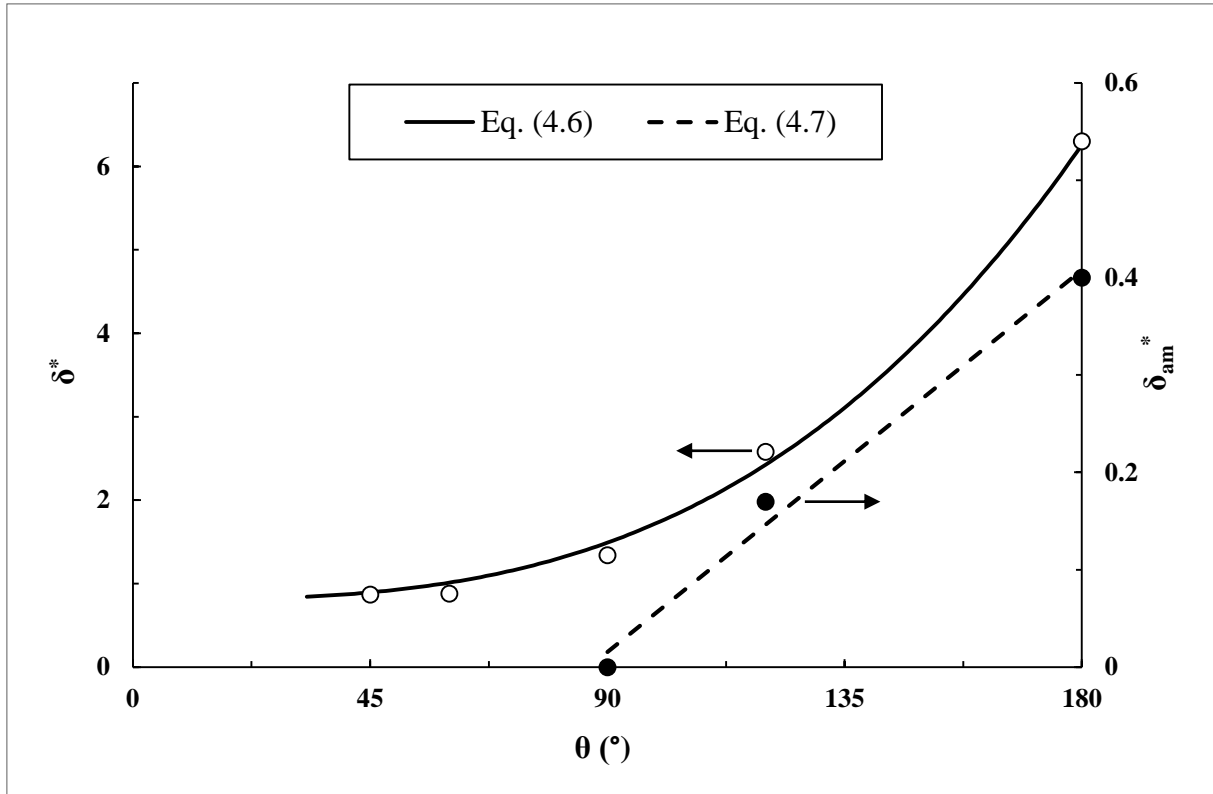


Figure 4.8 : Evolutions des épaisseurs adimensionnées de la zone cisailée (cercles blancs) et de la zone rigide statique amont (cercles noirs) en fonction de l'angle θ . $Od = 11$.

Paramètres	Valeurs	Conditions
λ_1	$9.3 \cdot 10^{-7}$	-
λ_2	3	-
λ_3	0.8	-
λ_4	$4.4 \cdot 10^{-3}$	$\theta > 90^\circ$
λ_5	-0.38	$\theta > 90^\circ$

Tableau 4.5 : Valeurs des paramètres des équations (4.6) et (4.7).

Pour une analyse plus approfondie des zones à faibles vitesses observées sur les figures 4.5 et 4.7, la figure 4.9 fournit les champs du second invariant du tenseur des taux de déformation D_{II} pour chaque cône. Dans le plan (x, y), cette figure révèle deux principales particularités selon l'angle au sommet. Pour les angles inférieurs à 90° , deux principales zones s'observent : une première zone représentant la zone cisailée où D_{II} a des valeurs relativement élevées au voisinage de l'arête du cône puis diminue progressivement vers des valeurs quasi-nulles dans une seconde zone en cyan qui correspond à la zone rigide mobile. Pour les angles supérieurs à

90°, l'observation est presque similaire excepté le fait qu'une autre zone en cyan apparaît dans le voisinage immédiat du cône. Celle-ci correspond à la zone rigide statique amont dont l'épaisseur δ_{am} tend à augmenter lorsque θ augmente.

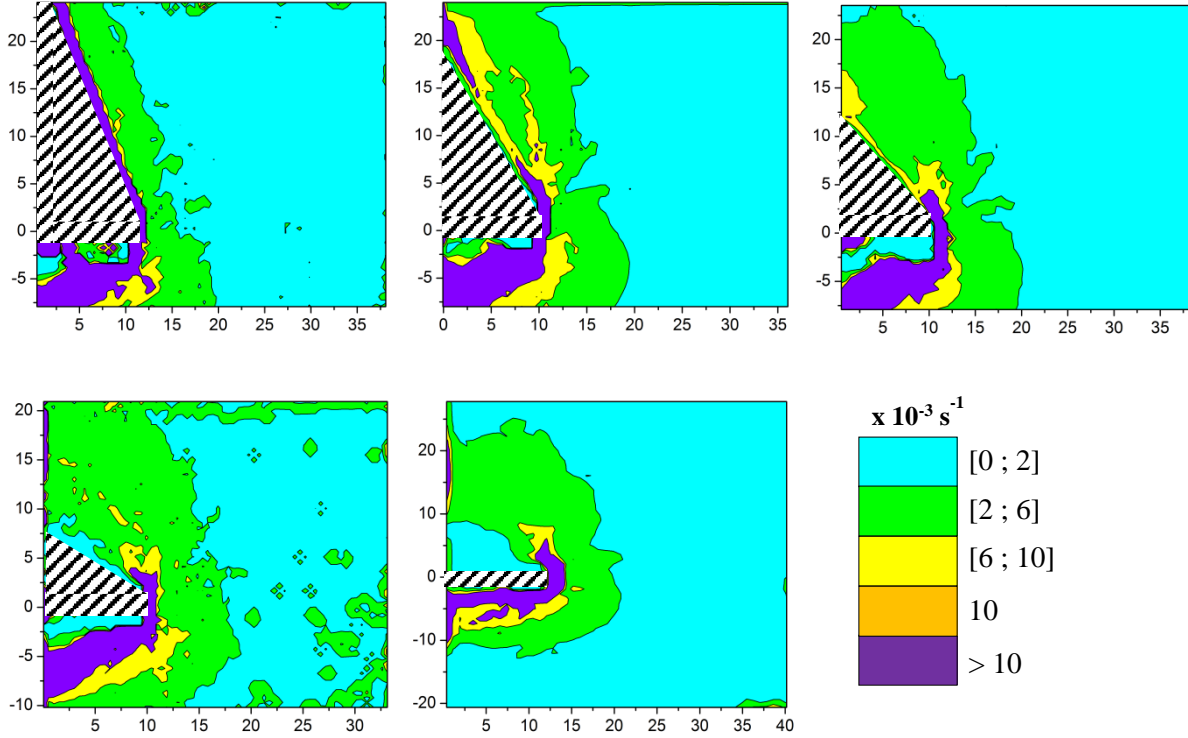


Figure 4.9 : Champs du second invariant du tenseur des taux de déformation. $Od = 11$. Le cône est représenté par la zone hachurée. Les graduations en abscisses et en ordonnées sont fournies en mm.

Une zone rigide statique ou mobile est normalement décrite par des seconds invariants du tenseur des taux de déformation nuls. Toutefois, les calculs sont perturbés par les incertitudes des mesures de vitesse qui conduisent à des incertitudes d'environ 20% sur les valeurs de D_{II} . Par conséquent, le critère choisi pour approximer l'épaisseur δ_{am} est : $D_{II} \geq 0.002 \text{ s}^{-1}$. L'évolution de l'épaisseur adimensionnée $\delta_{am}^* = \frac{\delta_{am}}{a}$ en fonction de l'angle θ obtenue avec ce critère est également fournie sur la figure 4.8. Cette évolution peut être décrite par l'équation suivante dont les paramètres λ_4 et λ_5 sont récapitulés dans le tableau 4.5.

$$\delta_{am}^* = \lambda_4 \theta + \lambda_5 \quad (4.7)$$

Les champs et profils de vitesse étant connus, les taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ et les contraintes de cisaillement τ_p à la paroi peuvent être estimés. Les taux de cisaillement peuvent de prime abord être approximatés par la variation de la vitesse tangentielle U_x (cf. figure 4.1) suivant l'axe y au

voisinage de la paroi. Ensuite, le modèle de Herschel-Bulkley appliqué au cas d'un cisaillement simple permet d'estimer la contrainte de cisaillement à la paroi. La figure 4.10 fournit les évolutions du taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ et de la contrainte de cisaillement adimensionnée $\tau_p^* = \frac{\tau_p}{\tau_0}$ à $x^* = 0$ et $y^* = 0$ en fonction de θ . Les variations de $\dot{\gamma}_p$ peuvent être décrites par l'équation suivante :

$$\dot{\gamma}_p = 2341 * \theta^{-2.67} \quad (4.8)$$

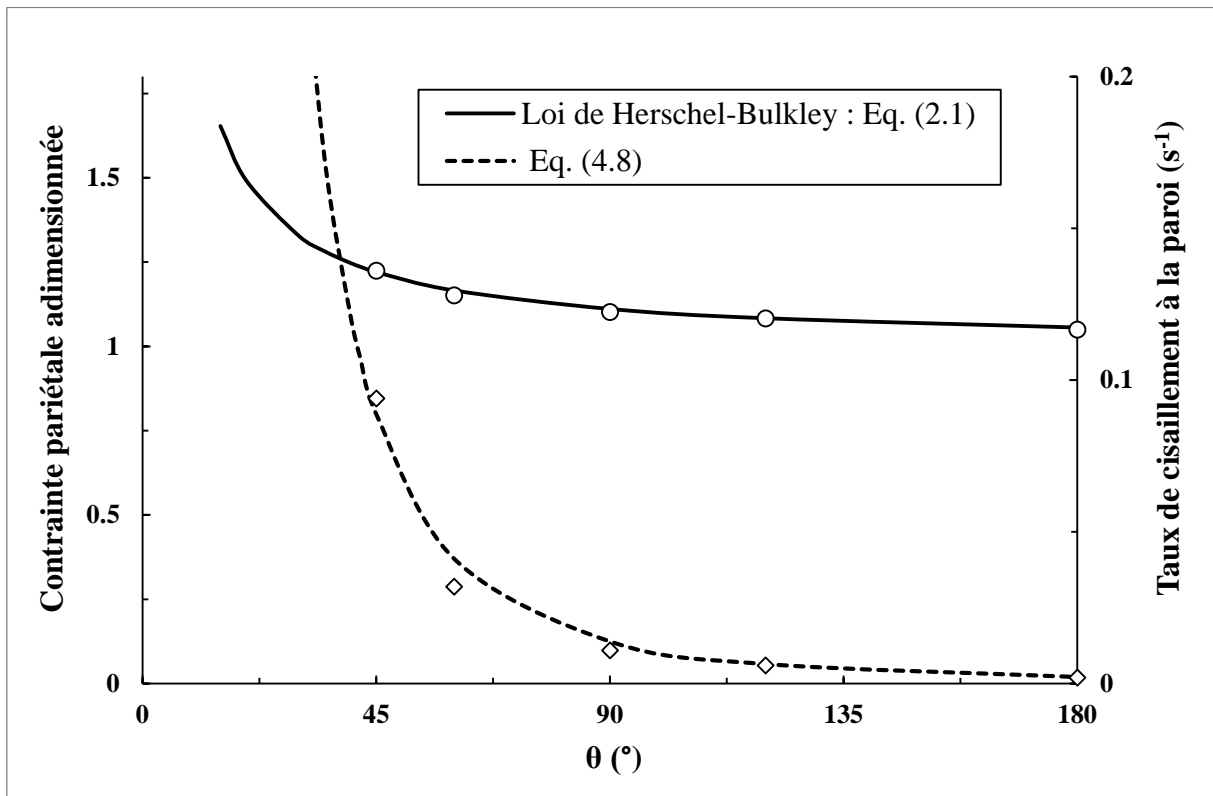


Figure 4.10 : Evolutions du taux de cisaillement à la paroi (losanges) et de la contrainte pariétale adimensionnée (cercles) à $x^* = 0$ et $y^* = 0$ en fonction de θ . $Od = 11$.

La figure 4.10 révèle des valeurs de $\dot{\gamma}_p$ élevées pour les faibles angles au sommet. Ces valeurs diminuent rapidement pour les angles inférieurs à 90° . Les taux de cisaillement observés pour ces angles ne sont pas nuls ; ce qui est en accord avec les champs de vitesse (cf. figure 4.5) et les champs du second invariant du tenseur des taux de déformation (cf. figure 4.9) qui ne semblent révéler aucune zone rigide statique pour les angles θ inférieurs à 90° . Au-delà de 90° , le taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ varie lentement avec l'angle θ et ses valeurs sont inférieures à 0.01 s^{-1} . Pour $\theta = 120^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, $\dot{\gamma}_p$ vaut respectivement 0.006 s^{-1} et 0.002 s^{-1} . En première

approximation, ces deux valeurs sont proches de celles fournies par la figure 4.9. Par ailleurs, la diminution de $\dot{\gamma}_p$ est cohérente avec l'augmentation de l'étendue des zones à faibles vitesses lorsque l'angle θ augmente. Vu la relation entre le taux de cisaillement et la contrainte de cisaillement, la même évolution est observée pour la contrainte pariétale adimensionnée.

Concernant l'influence de la position sur les taux de cisaillement à la paroi, le tableau 4.6 révèle des taux de cisaillement quasi-analogues entre le sommet du cône et l'origine O pour les angles supérieurs à 60° . Toutefois, ces valeurs sont plus faibles que celles observées à $x^* = 0.5$ pour les angles supérieurs à 60° . En effet, l'écoulement est tout d'abord ralenti au sommet du cône. Puis, le gel s'écoule le long de l'arête du cône où la vitesse est nulle en raison des conditions d'adhérence. Il est ensuite accéléré au bas du cône en raison de la discontinuité de la géométrie. Pour l'angle $\theta = 45^\circ$, le tableau 4.6 montre une évolution quasi-régulière du taux de cisaillement à la paroi.

x^*	$\theta = 45^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 120^\circ$	$\theta = 180^\circ$
- 0.5	0.05	0.03	0.02	0.006	0
0	0.094	0.032	0.011	0.006	0.002
0.5	0.13	0.13	0.1	0.081	0.07

Tableau 4.6 : Taux de cisaillement à la paroi en fonction de θ pour trois valeurs de x^* . $Od = 11$.

Les taux de cisaillement étant estimés, les contraintes de cisaillement à la paroi peuvent être déterminées grâce au modèle de Herschel-Bulkley. Ensuite, la force de traînée s'exerçant sur la surface latérale du cône peut être calculée en intégrant les contraintes de cisaillement à la paroi selon l'équation (4.4). Comme cette équation repose sur l'hypothèse d'une contrainte de cisaillement uniforme à la paroi, les taux de cisaillement à la paroi fournis dans le tableau 4.6 révèlent qu'elle ne peut plus être utilisée. Toutefois, vu la faible variation de ces taux de cisaillement, une première estimation de la force de traînée latérale peut être obtenue en moyennant les trois valeurs de contraintes de cisaillement à la paroi. Le tableau 4.7 fournit les ratios entre la force de traînée s'exerçant sur la surface latérale et la force de traînée totale en fonction de l'angle au sommet du cône. Ces ratios confirment la faible influence de la section latérale sur la force de traînée totale pour les angles au sommet supérieurs à 90° comme observé dans le § 4.5.1.

θ (°)	F_{dl}/F_d	F_{dl}/F_{dl} (Eq. (4.4))
45	0.22	1.2
60	0.16	1.19
90	0.09	1.15
120	0.05	1.12
180	0	1.1

Tableau 4.7 : Comparaison de la force de traînée F_{dl} issue des mesures de PIV à la force de traînée totale et à la force de traînée F_{dl} issue de l'équation (4.4) en fonction de l'angle θ . $Od = 11$.

Le tableau 4.7 compare également la force de traînée qui s'exerce sur la surface latérale calculée à partir des mesures de PIV à celle issue de l'équation (4.4). Le ratio entre ces deux forces est estimé à 1.2 pour les angles θ inférieurs à 90° et à 1.1 pour les angles θ supérieurs à 90° . Ces ratios montrent que ces deux forces de traînée latérale sont du même ordre de grandeur. Le faible écart entre elles peut être attribué à la différence des nombres d'Oldroyd et aux hypothèses faites pour les calculer.

4.6 Conclusion

Cette étude expérimentale s'est intéressée à l'écoulement rampant d'un fluide viscoplastique autour d'obstacles coniques. Les évolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd et de l'angle au sommet du cône ont été premièrement analysées. Pour un angle donné, le coefficient de traînée diminue avec le nombre d'Oldroyd et tend vers une valeur asymptotique uniquement gouvernée par la contrainte seuil. En outre, pour un nombre d'Oldroyd donné, ce coefficient augmente avec l'angle au sommet. Des corrélations ont été proposées pour modéliser les évolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd et de l'angle au sommet du cône. Cette analyse des coefficients de traînée pourrait servir de nouvelle alternative pour mesurer la contrainte seuil des fluides complexes.

La morphologie de l'écoulement a ensuite été analysée par des mesures de PIV. Les résultats obtenus ont permis de quantifier non seulement les champs et profils de vitesse mais aussi les épaisseurs de la zone rigide statique amont et de la zone cisailée dans le plan (x, y). Les influences du nombre d'Oldroyd et de l'angle au sommet ont été finement analysées. Les épaisseurs de la zone rigide statique amont et de la zone cisailée augmentent avec l'angle au sommet. Par ailleurs, un modèle a été proposé pour décrire les profils de vitesse expérimentaux. Aussi, les contraintes de cisaillement aux parois des cônes ont-elles été estimées des mesures

de PIV. Ce qui a permis de quantifier la contribution de la force de traînée s'exerçant sur la surface latérale dans la force de traînée totale.

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans AIChE J. 2015 ; 61 (2) : 709-717.

Chapitre 5 : Influence des propriétés de surface sur l'écoulement d'un fluide à seuil autour de sphères

5.1 Introduction

L'écoulement rampant d'un fluide autour d'une sphère constitue un sujet fondamental d'étude de la mécanique des fluides. Bien que la littérature fournisse de nombreuses données relatives à cet écoulement dans le cas des fluides Newtoniens, les données concernant l'écoulement des fluides non-Newtoniens sont rares et parcellaires, notamment en présence de glissement. Contrairement au cas Newtonien [82], la résolution analytique est complexe pour les fluides non-Newtoniens. A partir de résultats expérimentaux, Andres [47] fut l'un des premiers à proposer une corrélation donnant la vitesse de sédimentation d'une sphère dans un fluide à seuil. Par ailleurs, en considérant qu'au repos les contraintes tangentielles à la paroi de la sphère sont égales à la contrainte seuil, il fut l'un des premiers à proposer une valeur de critère de stabilité. En 1993, Chhabra [51] présenta une synthèse complète des données de la littérature. Ces données essentiellement expérimentales, ont révélé non seulement un manque crucial de données expérimentales mais aussi d'importantes divergences. A titre illustratif, des écarts d'un ordre de grandeur sont observés dans la prédiction du critère de stabilité. Le tableau 5.1 récapitule les premières valeurs de critère de stabilité de la littérature depuis 1993. Si celles-ci sont obtenues avec des gels de Carbopol, les conditions à l'interface fluide/sphère ne sont pas toujours bien spécifiées. En couplant une approche à la fois théorique et expérimentale, Dolejš et al. [57] et He et al. [61] proposent un critère de stabilité en accord avec les résultats expérimentaux de la littérature. Les études numériques [48, 54, 55, 58-60, 62] convergent vers le même critère de stabilité (cf. tableau 5.1). Toutefois, elles ne fournissent aucune information sur l'étendue et la forme des zones rigides et des zones cisailées dans le voisinage de la sphère.

Parmi les études expérimentales [49-51, 53], les écarts observés proviennent essentiellement de la difficulté à mesurer précisément la contrainte seuil. En outre, le glissement à l'interface fluide/sphère qui peut significativement modifier le coefficient de traînée, n'est pas pris en compte dans les études susmentionnées. Tabuteau et al. [63] obtiennent expérimentalement le même critère de stabilité que les études numériques. Putz et al. [42] utilisent la PIV pour visualiser l'écoulement induit par le déplacement d'une sphère dans un fluide à seuil. Ils observent une dissymétrie amont/aval de l'écoulement. Ils quantifient également l'étendue et la forme des zones cisailées pour des nombres de Reynolds plus grands que ceux considérés

dans cette étude. Plus récemment, Ireland et Jameson [64] ont étudié le déplacement d'une sphère dans des mousses. Dans leur étude, ils déterminent l'influence de la mouillabilité et du ratio entre le rayon de la bulle et le rayon de la particule sur la force de traînée.

Analyse	Références	Modèles	Adhérence	Glissement
Théorique	Andres [47]		0.212	-
	Dolejš et al. [57]	Bingham	0.066	-
	He et al. [61]		0.055	-
Numérique	Beris et al. [48]	Bingham	0.048	-
	Beaulne et Mitsoulis [54]	Herschel-Bulkley	0.048	-
	Blackery et Mitsoulis [55]	Bingham	0.048	-
	Deglo de Besses et al. [60]	Herschel-Bulkley	0.050	0.068
	Yu et Wachs [62]	Bingham	0.048	-
Expérimentale	Jossic et Magnin [45]		0.066	0.088
	Merkak et al. [46]		0.075	0.131
	Atapattu et al. [49]		Propriétés de surface inconnues : 0.095 - 0.111	
	Atapattu et al. [53]	Herschel-Bulkley	Propriétés de surface inconnues : 0.061	
	Tabuteau et al. [63]		0.048	-
	Jossic et Magnin [71]		0.07	0.095
	Résultats présents		0.07	0.11

Tableau 5.1 : Synthèse des critères de stabilité d'une sphère fournis par la littérature.

Par ailleurs, Jossic et Magnin [45] ont proposé une approche originale reposant principalement sur trois points. Premièrement, ils estiment que la contrainte seuil, propriété clé de l'écoulement des fluides à seuil, est précisément définie par les faibles taux de cisaillement. Deuxièmement, ils estiment que le déplacement de la sphère à vitesse contrôlée plutôt qu'à contrainte imposée e.g. dans les expériences de sédimentation, permet le développement et le contrôle des champs de vitesse dans le voisinage de la sphère. Cela permet également d'éviter les problèmes de reproductibilité [56].

La présente étude vise à examiner et à contrôler les conditions tribologiques à l'interface fluide/sphère. Ce paramètre rarement considéré dans les précédentes études, joue un rôle

significatif sur la force de traînée et les champs de vitesse dans le voisinage de la sphère. L'étude est menée avec un gel aqueux de polymère, le Carbopol 940 produit par B.F. Goodrich [21]. Ce gel est constitué d'une suspension de micro-gels dont la taille varie de 2 à 20 μm [7, 30-34]. L'analyse est conduite pour deux sphères : La première dite "sphère rugueuse", a une rugosité supérieure à la taille caractéristique des micro-gels du Carbopol de telle sorte que le fluide adhère totalement à sa surface. La seconde en PTFE, dite "sphère lisse hydrophobe", a une rugosité inférieure à la taille caractéristique des micro-gels du Carbopol. Les propriétés hydrophobes du PTFE intensifient le glissement à l'interface de cette sphère. Ce qui permet d'analyser l'influence du glissement sur les conditions de stabilité. Le comportement du gel en volume et les lois de frottement ont été identifiés par des mesures rhéométriques bien définies. Les paramètres résultants permettent d'analyser les mesures de la force de traînée et du champ de vitesse déterminé par la PIV.

5.2 Théorie

Le coefficient de traînée autour de la sphère est défini par :

$$C_d^* = \frac{F_d}{A \tau_0} = C_{d,\infty}^* + \frac{\beta}{Od^b} \quad (5.1)$$

Où F_d est la force de traînée totale subie par la sphère et $A = \pi D^2/4$ est le maître-couple de la sphère avec D le diamètre de la sphère.

Le critère de stabilité Y_{crit} qui découle de l'équilibre entre la force de flottabilité et la force de traînée pour $Od \rightarrow \infty$ est défini dans le cas de la sphère par :

$$Y_{\text{crit}} = \frac{2}{3C_{d,\infty}^*} \quad (5.2)$$

5.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental et ses détails techniques ont été présentés dans le chapitre 2. La figure 5.1 décrit sommairement les notations et la morphologie de l'écoulement.

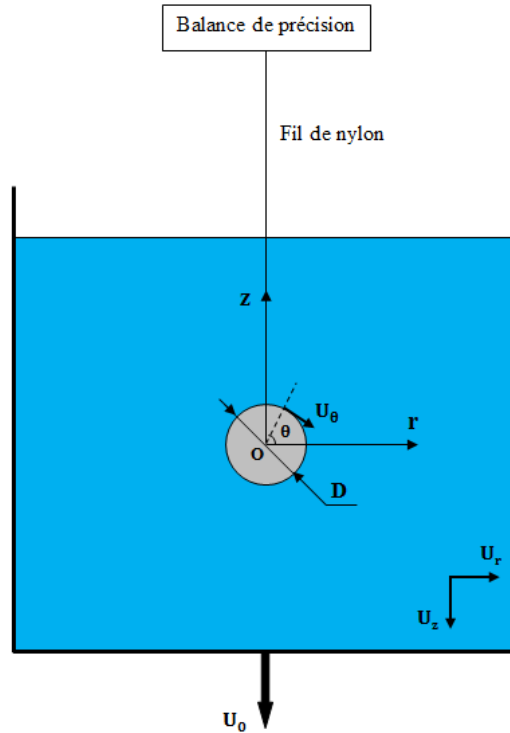


Figure 5.1 : Dispositif expérimental et notations.

Pour mesurer la force de traînée, la sphère est reliée par un fil de nylon de 0.4 mm de diamètre à un capteur de force : balance de mesure, PRECISA 1000C 3000D, de précision 0.1 g.

Pour visualiser les champs cinématiques autour de la sphère, celle-ci est maintenue fixe par une tige rigide plane en acier de section rectangulaire 120 mm² et de longueur 350 mm. Une seconde tige intermédiaire de 50 mm de longueur relie la sphère à la première tige par le biais d'une vis. Pour éviter les effets des tiges sur les champs de vitesse, les expériences ont été effectuées en changeant le sens de l'écoulement, i.e. pour visualiser l'écoulement amont (resp. aval), le réservoir est déplacé vers le haut (resp. vers le bas). Afin de valider le système de fixation, celui-ci a été remplacé par le fil de nylon utilisé pour les mesures de la force de traînée. Les profils aval et équatorial obtenus avec ces deux systèmes de fixation se superposent ; ce qui confirme l'indépendance des résultats vis à vis du système de fixation. Le maillage utilisé dans le logiciel de PIV FlowManager V4.71 correspond à un maillage de 45 x 33 vecteurs et à des zones d'interrogation carrées de 64 pixels de côté. Pour une meilleure lisibilité, seul un vecteur sur deux est représenté sur les figures.

Le réservoir contenant le gel de Carbopol est déplacé à des vitesses contrôlées variant de 1 $\mu\text{m.s}^{-1}$ à 250 $\mu\text{m.s}^{-1}$. Ce qui permet de négliger les effets de ses parois sur le coefficient de traînée et sur les champs de vitesse. La hauteur du fluide au sein du réservoir est de 230 mm.

Le rapport entre la hauteur du réservoir et le diamètre des sphères est d'environ 5. Les noms et les propriétés de surface des sphères sont résumés dans le tableau 5.2. Avant les expériences, les sphères ont été nettoyées suivant un protocole bien précis visant à éliminer toutes les impuretés telles que les graisses, la poussière et les agents polluants. Elles ont tout d'abord été trempées durant un jour dans un détergent liquide : le RBS 25 MD. Elles ont ensuite été trempées dans une solution de soude durant une heure avant d'être rincées à l'eau pour être utilisées.

Sphères	Rugueuse	Lisse hydrophobe
Matériau	Plastique	PTFE
Angle de contact avec l'eau (°)	-	107
Rugosité moyenne (μm)	200	0.5
Diamètre (mm)	27.3	23
Masse (g)	11.25	13.65

Tableau 5.2 : Caractéristiques des sphères.

5.4 Matériau et rhéométrie

Cette étude a été menée avec deux échantillons de gel de Carbopol nommés “gel 1” et “gel 2” de concentration massique 1%. Ces gels sont transparents et ont un pH proche de 7.3 et une masse volumique de 1000 kg.m^{-3} . Le gel 1 est utilisé pour les mesures de force de traînée et le gel 2 pour la visualisation de l'écoulement. Les propriétés rhéologiques des gels ont été déterminées par des mesures de cisaillement simple effectuées à vitesse, à température et à évaporation contrôlées à l'aide du rhéomètre ARES manufacturé par TA Instruments. Les échantillons analysés ont été directement prélevés du réservoir. Pour le comportement en volume, les mesures ont été effectuées avec une cellule cône-plan à des taux de cisaillement variant de 10^{-4} à 100 s^{-1} . Le cône utilisé a un angle de 0.04 rad et un diamètre de 50 mm. Les surfaces de la cellule cône-plan sont recouvertes d'un papier de verre de rugosité $R_a = 200 \mu\text{m}$ pour y éviter tout glissement.

Afin de déterminer les lois de frottement, les gels ont été également cisailés dans une cellule plan-plan aux propriétés de surface différentes selon le protocole décrit par Piau [7]. Le premier plan est recouvert d'un papier de verre de rugosité $R_a = 200 \mu\text{m}$ proche de celle de la sphère

rugueuse. Le second plan, en PTFE, est similaire à la sphère lisse hydrophobe. Ce plan dont la rugosité est d'environ $0.5 \mu\text{m}$, a reçu le même protocole de nettoyage que les sphères.

La figure 5.2 présente les courbes d'écoulement des gels obtenues en régime permanent à $T = 23^\circ\text{C}$ pour chaque géométrie. Les incertitudes de mesure sont estimées à environ 10%. Aux faibles taux de cisaillement, les contraintes obtenues avec le plan en PTFE "surface lisse hydrophobe" sont inférieures à celles obtenues avec le cône adhérent "surface rugueuse". Ce qui révèle la présence d'un glissement à l'interface fluide/plan PTFE. Les courbes obtenues avec la cellule cône-plan permettent de définir les paramètres du modèle de Herschel-Bulkley (cf. équation (2.1)) résumés dans le tableau 5.3. Les valeurs de ces paramètres, les vitesses de déplacement considérées ainsi que les dimensions des sphères (cf. tableau 5.2) conduisent à des nombres de Reynolds (cf. équation (2.7)) variant de 10^{-9} à 10^{-5} et à des nombres d'Oldroyd (cf. équation (2.8)) variant de 8 à 100 pour le gel 1 et de 12 à 77 pour le gel 2. Les nombres de Weissenberg (cf. équation (2.9)) varient quant à eux de 10^{-2} à 8×10^{-2} . Ce qui permet de négliger les effets viscoélastiques. Les courbes obtenues avec le plan en PTFE permettent de définir les paramètres de la loi non linéaire proposée par Piau [7] (cf. équation (2.3)). Ces paramètres sont fournis dans le tableau 5.3.

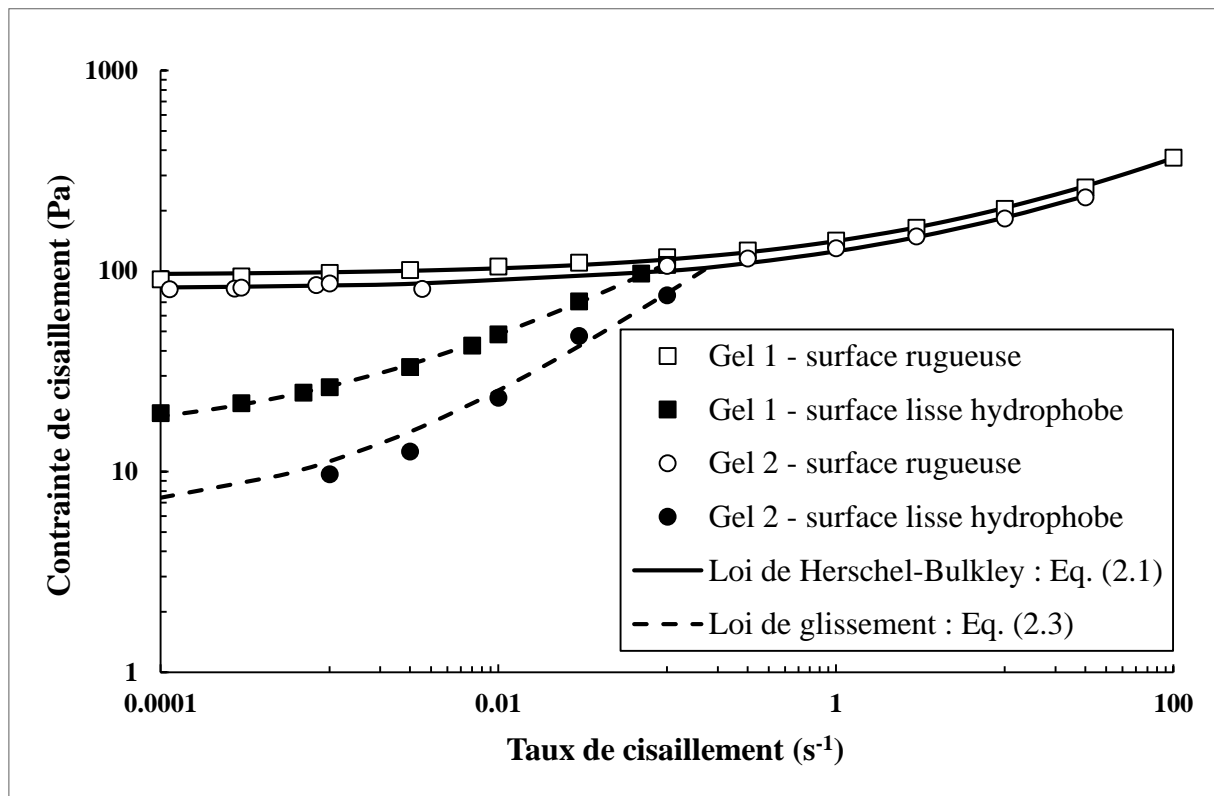


Figure 5.2 : Courbes d'écoulement des gels.

Conditions		Adhérence			Glissement	
Gels	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n	τ_g (Pa)	K_g (Pa.s ^{n_g})	n _g
Gel 1	95.6	45.4	0.39	14.5	264	0.44
Gel 2	81.5	44	0.37	6	263.3	0.56

Tableau 5.3 : Propriétés rhéométriques des gels.

Pour mieux analyser l'effet du glissement, les vitesses de glissement à l'interface du plan en PTFE ont été mesurées avec le gel 2. La figure 5.3 représente l'évolution expérimentale de cette vitesse qui peut être modélisée par l'équation (2.4) dont les paramètres sont fournis dans le tableau 5.4. Ces paramètres sont en accord avec ceux proposés par Seth et al. [16].

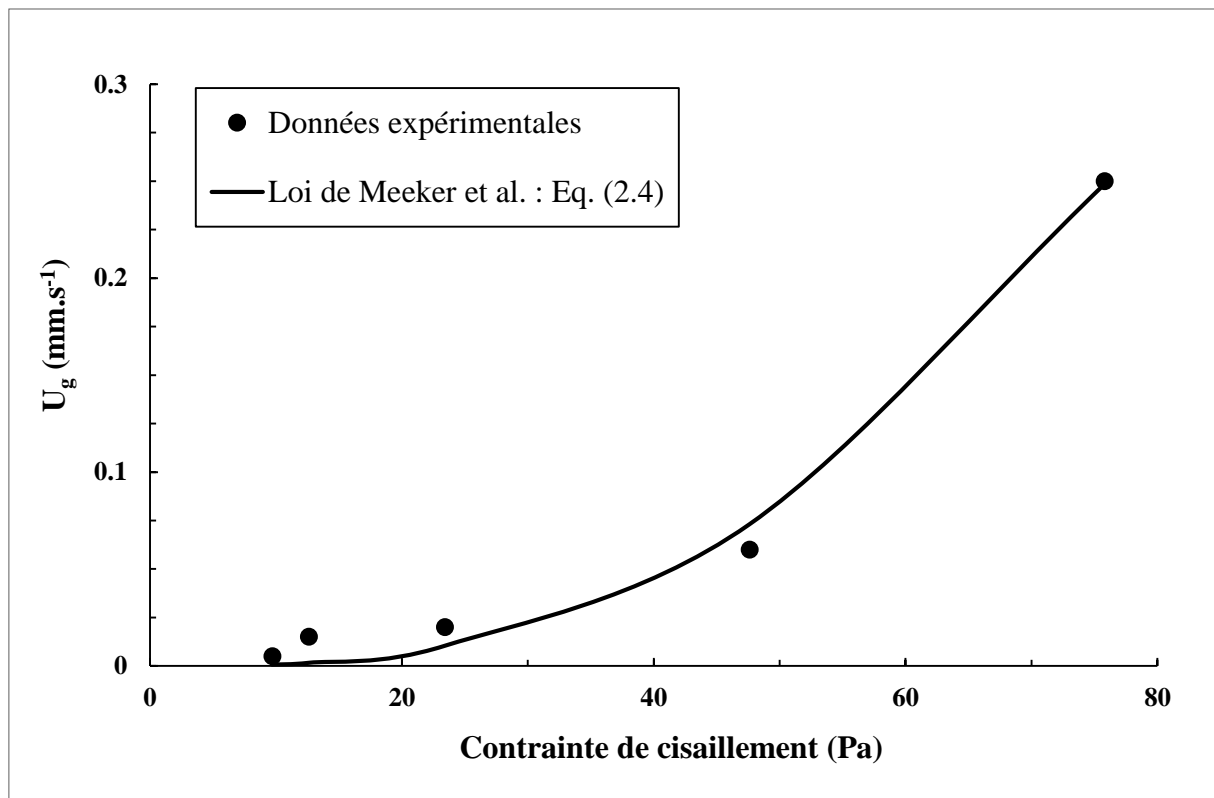


Figure 5.3 : Evolution de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte de cisaillement.

Gel	Interface	U_0^* (mm.s ⁻¹)	τ'_g (Pa)	m
Gel 2	PTFE	0.3	3	0.4

Tableau 5.4 : Valeurs des paramètres de l'équation (2.4).

5.5 Résultats et discussions

5.5.1 Coefficient de traînée et critère de stabilité

La figure 5.4 fournit l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd pour les sphères étudiées. Cette évolution est obtenue par des expériences effectuées avec le gel 1. Dans la gamme des nombres d'Oldroyd considérée qui va de 8 à 100, le coefficient de traînée observé diminue lentement avant de tendre finalement vers un plateau.

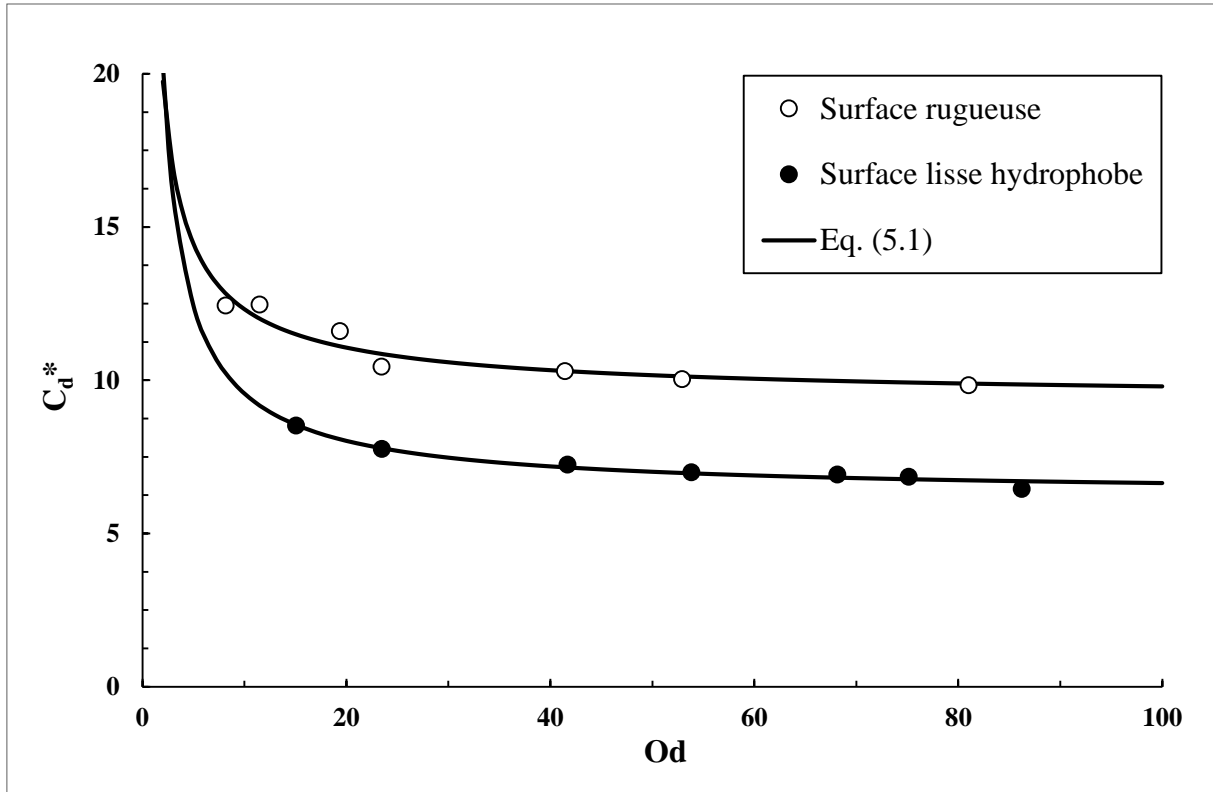


Figure 5.4 : Evolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd.

Par ailleurs, le coefficient de traînée de la sphère lisse hydrophobe sur laquelle le fluide glisse, est inférieur au coefficient de traînée de la sphère rugueuse. Les paramètres $C_{d,\infty}^*$, β et b de l'équation (5.1) sont donnés dans le tableau 5.5. Le ratio entre les valeurs de $C_{d,\infty}^*$ obtenues sans et avec glissement est d'environ 1.5. Pour la sphère lisse hydrophobe, la force de traînée est déterminée par la contrainte seuil de glissement τ_g à l'interface fluide/sphère qui dépend elle-même de la contrainte seuil en volume τ_0 . L'équation (5.2) fournit les valeurs du critère de stabilité Y_{crit} qui sont également données dans le tableau 5.5. Comme ce critère ne dépend que du coefficient $C_{d,\infty}^*$, le ratio entre les valeurs de Y_{crit} obtenues sans et avec glissement vaut 1.5 également.

Sphères	Rugueuse	Lisse hydrophobe
$C_{d,\infty}^*$	9.28	6.21
β	17.84	26.05
b	0.77	0.89
Y_{crit}	0.07	0.11

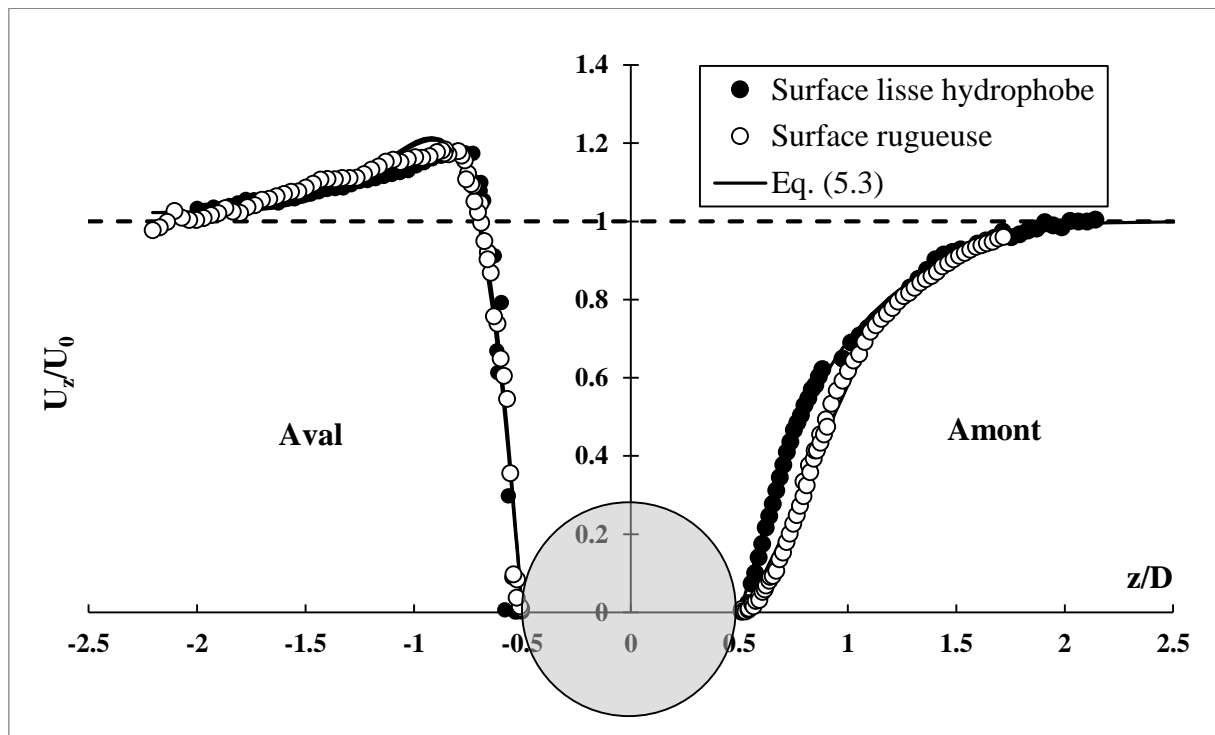
Tableau 5.5 : Valeurs des paramètres des équations (5.1) et (5.2) pour chaque sphère.

5.5.2 Champs de vitesse

Cette section décrit les résultats obtenus pour les écoulements amont, aval et latéral pour chaque sphère.

5.5.2.1 Ecoulement amont

Les évolutions de la vitesse axiale adimensionnée U_z/U_0 à l'amont et à l'aval de l'écoulement sont fournies sur les figures 5.5 et 5.6 respectivement à $Od = 12$ et à $Od = 77$. Les évolutions à $Od = 77$ sont beaucoup plus bruitées en raison des longs intervalles de temps utilisés entre deux images successives.

Figure 5.5 : Evolutions de la vitesse axiale adimensionnée U_z/U_0 en fonction de z/D . $Od = 12$.

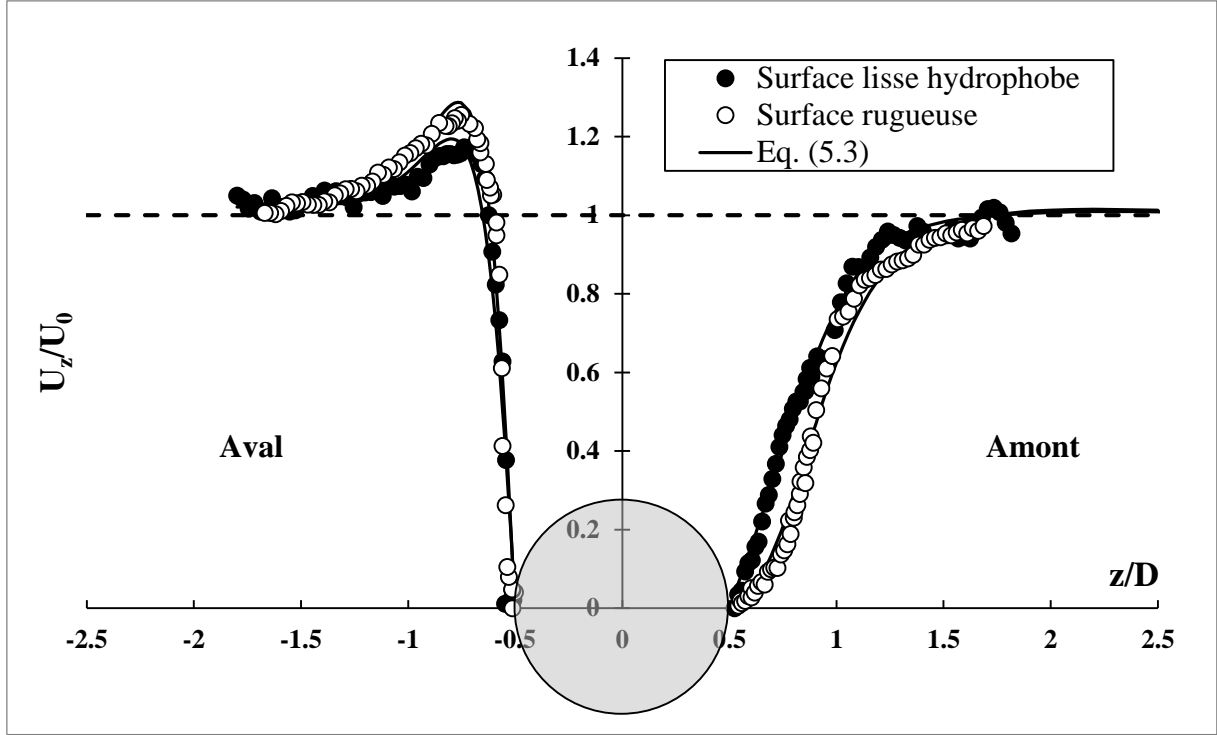


Figure 5.6 : Evolutions de la vitesse axiale adimensionnée U_z/U_0 en fonction de z/D . $Od = 77$.

Les évolutions expérimentales de U_z/U_0 peuvent être décrites par l'équation ci-dessous :

$$\frac{U_z}{U_0} = \frac{1 + (k_2 \xi^{k_4} - k_1) \cdot e^{-k_3 \xi}}{1 + k_5 \cdot e^{-k_6 \xi}} \quad (5.3)$$

Avec $\xi = \frac{z}{D} - 0.5$ et k_1, k_2, k_3, k_4, k_5 et k_6 des paramètres déterminés par la méthode des moindres carrés. Les valeurs de ces paramètres sont fournies dans le tableau 5.6. Les évolutions sur les figures 5.5 et 5.6 permettent d'estimer la hauteur de la zone rigide h_{am} qui se développe dans le voisinage de l'amont des sphères. Pour ce faire, le critère choisi est : $U_z/U_0 \leq 10\%$. Le tableau 5.7 fournit les valeurs de h_{am}/D . Pour un Od donné, la hauteur h_{am} est légèrement supérieure pour la sphère rugueuse. En outre, le nombre d'Oldroyd n'influence pas significativement la hauteur de la zone rigide amont dans la gamme des nombres d'Oldroyd analysée.

L'épaisseur de la zone cisailée amont peut être également estimée des figures 5.5 et 5.6. Celle-ci peut en première approximation être définie comme la position z_{am} à laquelle $U_z/U_0 = 99\%$. Les valeurs de z_{am}/D fournies dans le tableau 5.7, proviennent des valeurs expérimentales et empiriques. Elles montrent que le glissement n'affecte pas significativement l'étendue de la zone cisailée amont dans la gamme des nombres d'Oldroyd considérée. Cependant, la zone cisailée est légèrement moins étendue pour la sphère lisse hydrophobe. En effet, pour cette

sphère, la contrainte à l'interface fluide/sphère est plus faible et l'étendue des contraintes de cisaillement dans le fluide est beaucoup plus limitée contrairement à la sphère rugueuse.

Ecoulement	Sphères	Od	k_1	k_2	k_3	k_4	k_5	k_6
Amont	Lisse hydrophobe	12	1	17.42	6.77	1.57	4.01	3.55
		77	1	13.56	9.56	16.99	5.29	5.71
	Rugueuse	12	1	9.82	5.22	1.9	6.95	4.02
		77	1	0.74	2.23	1.53	8	7.28
Aval	Lisse hydrophobe	12	1	16.99	6.03	1.81	-0.01	0.4
		77	1	62.68	9.74	2.22	-0.01	0.52
	Rugueuse	12	1	11.02	5.64	1.52	-0.02	0
		77	1	32.3	8.55	1.64	-0.01	1.23
Equateur	Lisse hydrophobe	12	0.2	1	5.9	0.4	-	-
		77	0.2	9.7	9.1	1.9	-	-
	Rugueuse	12	1	30.3	13.5	1.7	-	-
		77	1	13.7	11.7	1	-	-

Tableau 5.6 : Valeurs des paramètres k_1 - k_6 des équations (5.3) et (5.4).

Grandeurs	Sphères	Rugueuse		Lisse hydrophobe	
	Od	Exp.	Eq. (5.3)	Exp.	Eq. (5.3)
h_{am}/D	12	0.54	0.53	0.509	0.509
	77	0.55	0.54	0.53	0.52
h_{av}/D	12	0.51	0.51	0.52	0.53
	77	0.502	0.513	0.509	0.507
z_{am}/D	12	2	2.4	1.91	2.4
	77	1.8	2.4	1.7	2.4
z_{av}/D	12	2	2.2	2.1	2.2
	77	1.6	1.8	1.6	1.8

Tableau 5.7 : Epaisseurs caractéristiques des profils de vitesse amont et aval pour chaque sphère.

5.5.2.2 Ecoulement aval

Tout comme pour l'écoulement amont, les critères susmentionnés permettent de quantifier les épaisseurs de la zone rigide statique aval h_{av} et de la zone cisailée aval z_{av} à partir des figures 5.5 et 5.6. Les valeurs de ces épaisseurs, fournies dans le tableau 5.7, ne révèlent pas d'écarts significatifs pour les deux surfaces considérées. Par ailleurs, elles sont très proches de celles obtenues à l'amont ; ce qui ne révèle pas clairement la dissymétrie amont/aval de l'écoulement.

Cependant, l'évolution de la vitesse axiale adimensionnée depuis la paroi de la sphère jusqu'à z_{av} est différente de celle observée à l'amont de l'écoulement. En effet, cette évolution révèle un pic. A $Od = 12$, le profil de vitesse axiale adimensionnée de la sphère lisse hydrophobe augmente de zéro jusqu'à 1 à $z/D \approx 0.6$. Il continue ensuite d'augmenter jusqu'à 1.2 à $z/D \approx 0.8$ avant de tendre vers 1 à $z_{av}/D \approx 2.1$. La même évolution est observée pour la sphère rugueuse pour laquelle U_z/U_0 atteint un maximum de 1.2 autour de $z/D \approx 0.8$ avant de décroître progressivement vers 1 à $z_{av}/D \approx 2$. A $Od = 77$, les profils de vitesse sont similaires aux profils à $Od = 12$ même si des écarts apparaissent sur les valeurs des distances et des pics observées. En effet, si la vitesse du réservoir est atteinte à $z/D \approx 0.6$ pour les deux sphères, U_z/U_0 vaut 1.2 à $z/D \approx 0.7$ pour la sphère lisse hydrophobe et 1.3 pour la sphère rugueuse.

Bien que les épaisseurs des zones rigides et cisailées soient globalement proches entre l'amont et l'aval, l'écoulement est dissymétrique pour les deux nombres d'Oldroyd considérés.

5.5.2.3 Ecoulement latéral

La figure 5.7 présente le champ d'écoulement latéral ou champ d'écoulement dans le plan équatorial. Sur cette figure, les vecteurs-vitesses proches de la paroi des sphères suivent le contour des sphères. Loin de cette paroi, ils deviennent progressivement verticaux et leur norme tend vers la vitesse du réservoir U_0 .

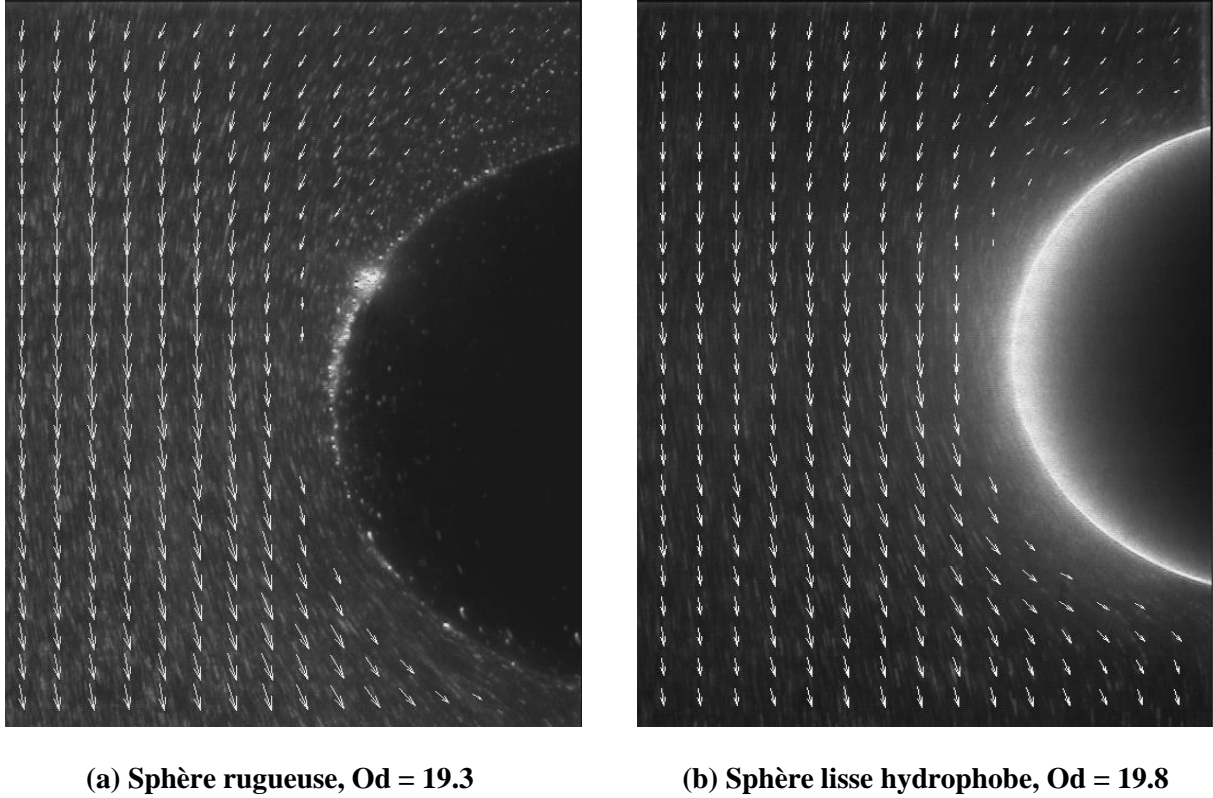


Figure 5.7 : Visualisations de l'écoulement dans le plan équatorial.

Les profils expérimentaux et les courbes de modélisation de la vitesse axiale adimensionnée dans le plan équatorial sont décrits sur la figure 5.8. Ils sont fournis pour les deux sphères et pour deux nombres d'Oldroyd : $Od = 12$ et $Od = 77$. Au voisinage de la paroi des sphères, il est difficile de mesurer précisément la vitesse du fluide à cause de la réflexion de la tranche laser. Par conséquent, la vitesse du fluide au voisinage de chaque sphère a été déterminée par un suivi manuel des particules réfléchissantes. L'équation ci-dessous décrit assez bien l'évolution expérimentale de la vitesse axiale adimensionnée dans le plan équatorial :

$$\frac{U_z}{U_0} = 1 + (k_2 \zeta^{k_4} - k_1) \cdot e^{-k_3 \zeta} \quad (5.4)$$

Où $\zeta = \frac{r}{D} - 0.5$ et k_1, k_2, k_3 et k_4 sont des paramètres fournis dans le tableau 5.6.

La figure 5.8 montre que la vitesse axiale du fluide à la paroi de la sphère lisse hydrophobe représente 80% de la vitesse du réservoir. Par conséquent, le fluide glisse à la paroi de cette sphère comme prédit par les mesures rhéométriques représentées sur les figures 5.2 et 5.3. Loin de cette sphère, U_z/U_0 augmente progressivement et atteint un maximum de 1.12 à $r/D = 0.6$ à $Od = 12$ avant de tendre vers 1. Une telle évolution est également observée à $Od = 77$ où un pic de 1.07 est obtenu à $r/D = 0.7$.

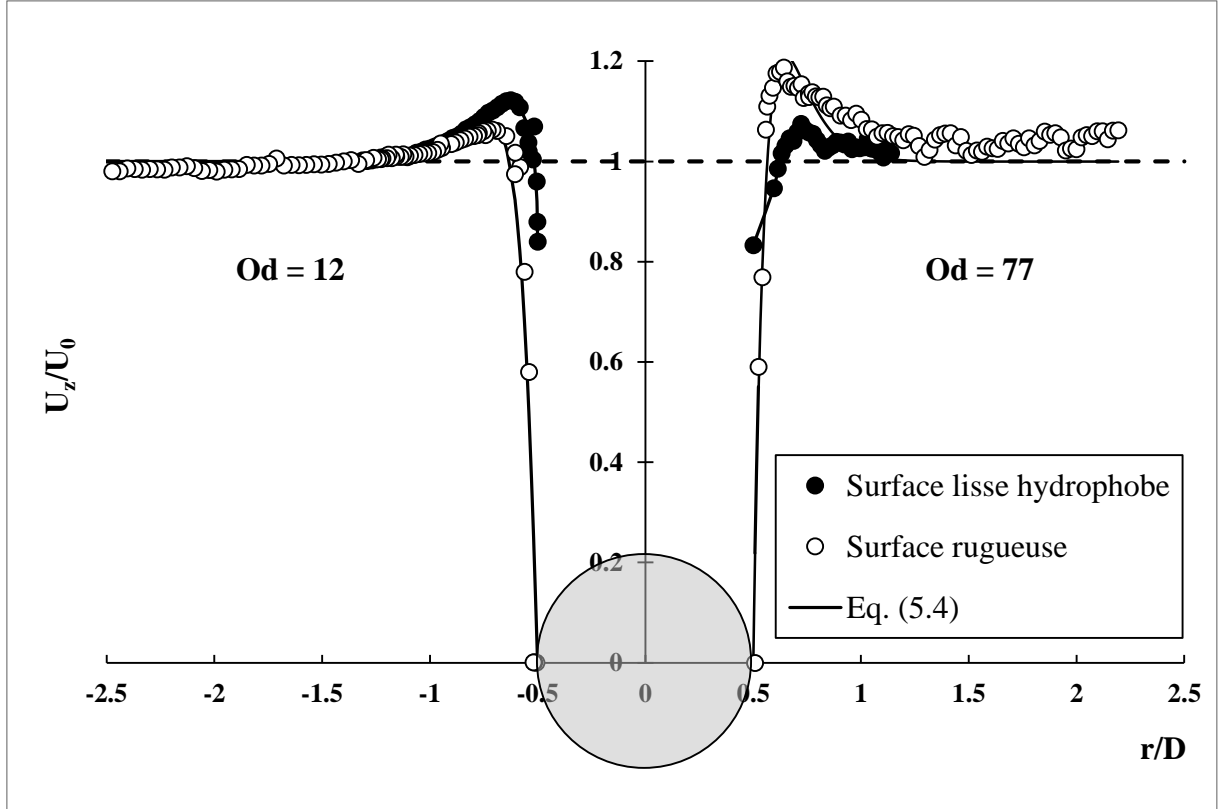


Figure 5.8 : Evolutions de la vitesse axiale adimensionnée U_z/U_0 en fonction de r/D .

Parallèlement, les vitesses mesurées à la paroi de la sphère rugueuse sont nulles ; ce qui confirme l'hypothèse de non-glissement sur cette paroi. Outre cette différence, l'évolution de U_z/U_0 est globalement similaire à celle de la sphère lisse hydrophobe. Ses pics sont de 1.06 à $r/D = 0.7$ et 1.2 à $r/D = 0.61$ respectivement à $Od = 12$ et $Od = 77$.

L'épaisseur de la zone cisailée dans le plan équatorial est notée R_{eq} . Cette épaisseur caractérise la distance depuis la sphère à laquelle $U_z/U_0 = 1$. Ses valeurs sont fournies dans le tableau 5.8 qui révèle une faible influence des propriétés de surface sur les régions d'écoulement situées loin des sphères, dans le plan équatorial. Le tableau 5.8 fournit également les valeurs obtenues par Deglo de Besses et al. [60]. La comparaison entre les valeurs révèle des écarts importants selon les propriétés de surface considérées. Ces écarts s'expliquent par le fait que Deglo de Besses et al. ont utilisé un modèle de glissement total et un modèle purement viscoplastique qui a conduit à un champ de vitesse symétrique. Toutes ces conditions d'étude diffèrent de celles de la présente étude où le glissement n'est pas total puisque $\tau_g \neq 0$ et où l'élasto-viscoplasticité des gels conduit à une dissymétrie amont/aval de l'écoulement.

	Résultats actuels					Deglo de Besses et al. [60]	
	Sphères	Rugueuse		Lisse hydrophobe		Adhérente	Glissante
	Od	Exp.	Eq. (5.4).	Exp.	Eq. (5.4).	Num.	
Re_q/D	12	1.1	1	1.1	1.1	1.47	1.29
	77	1.3	1.1	1.1	1.2	1.3	1.17

Tableau 5.8 : Epaisseurs caractéristiques des profils de vitesse à l'équateur pour chaque sphère.

Concernant l'influence du nombre d'Oldroyd sur les profils de vitesse dans le plan équatorial, la figure 5.8 révèle des pics de vitesse différents selon le nombre d'Oldroyd et les propriétés interfaciales. Cependant, les écarts entre les pics observés pour chaque sphère sont faibles.

En outre, l'évolution de la vitesse de glissement à la paroi entre les pôles de la sphère lisse hydrophobe a été déterminée. La figure 5.9 représente cette évolution en fonction de l'angle θ . Sur celle-ci, la vitesse de glissement adimensionnée est globalement la même à $Od = 12$ et à $Od = 77$ puisque le caractère lisse de la sphère ne permet aucun frottement interfacial qui pourrait modifier la vitesse de glissement adimensionnée.

Les pôles amont et aval situés respectivement à $\theta = 90^\circ$ et à $\theta = -90^\circ$ sont des points d'arrêt, i.e. des points où la vitesse du fluide est nulle. Entre ces deux pôles, l'évolution de la vitesse de glissement n'est pas symétrique : la variation de la vitesse de glissement est plus rapide à l'aval qu'à l'amont. Ce qui confirme la dissymétrie de l'écoulement. Cette évolution peut être décrite par l'équation ci-dessous :

$$\frac{U_g}{U_0} = \frac{U_{\theta(r=R)}}{U_0} = \lambda_1(\theta^* + 1)(1 - \theta^*)^{\lambda_2} \cdot e^{(1-\theta^*)} \quad (5.5)$$

$$\text{Où } \theta^* = \frac{\theta}{90}, \lambda_1 = 0.33 \text{ et } \lambda_2 = 0.7.$$

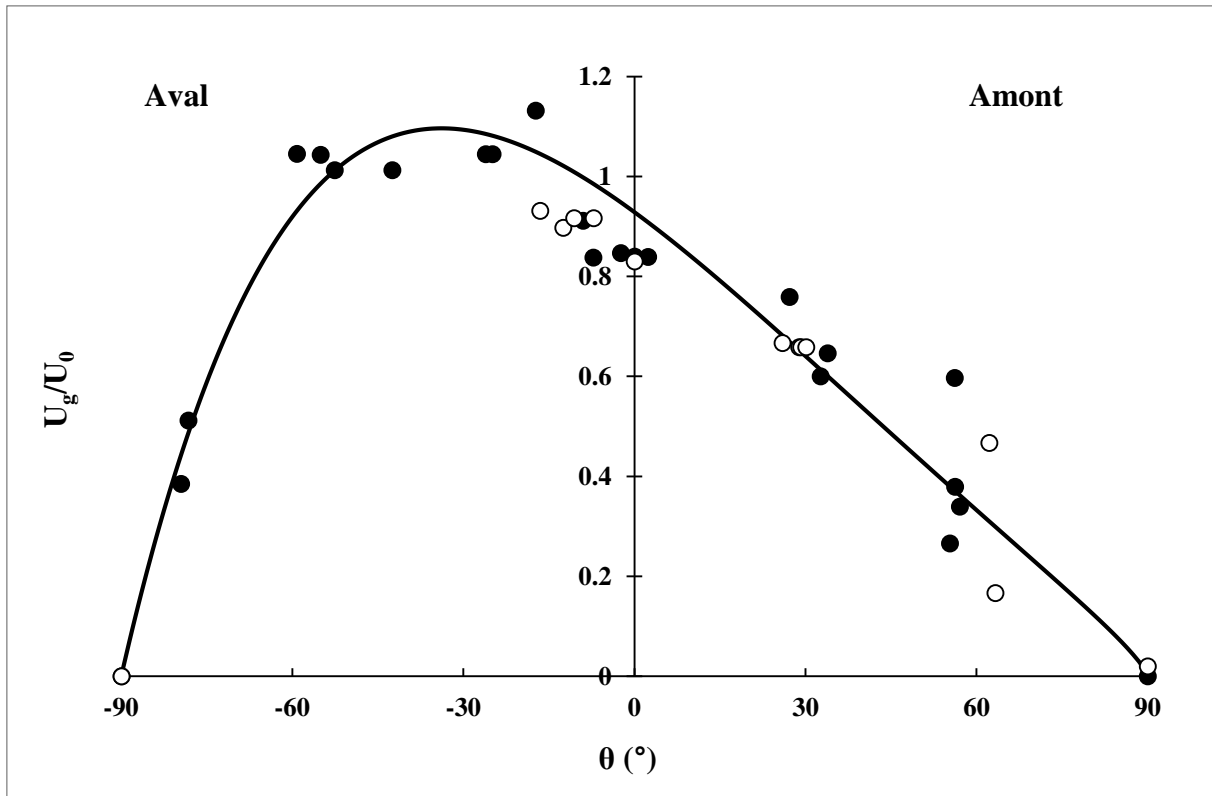


Figure 5.9 : Evolutions de la vitesse de glissement adimensionnée autour de la sphère lisse hydrophobe en fonction de l'angle θ . $Od = 12$ (cercles noirs) et $Od = 77$ (cercles blancs).

5.5.3 Contraintes pariétales et forces de traînée

5.5.3.1 Contraintes pariétales

Les contraintes aux parois des sphères ont été déterminées à partir des profils de vitesse. Pour la sphère lisse hydrophobe, l'évolution de la vitesse de glissement (cf. équation (2.4)) étant connue, les contraintes pariétales τ_p peuvent être déterminées en inversant l'équation (2.4). Pour la sphère rugueuse, les taux de cisaillement à la paroi $\dot{\gamma}_p$ qui représentent la dérivée de la vitesse à $r = R$, peuvent être estimés. Ensuite, les contraintes pariétales peuvent être déterminées en utilisant l'équation (2.2).

La figure 5.10 représente les évolutions de la contrainte pariétale en fonction de θ pour chaque sphère et pour deux nombres d'Oldroyd. Comme attendu, les contraintes à la paroi de la sphère rugueuse sont proches de la contrainte seuil en volume τ_0 . Par ailleurs, très peu d'écarts s'observent entre les contraintes à $Od = 12$ et à $Od = 77$ pour cette sphère. Dans le cas de la sphère lisse hydrophobe, les écarts sont beaucoup plus importants à cause du glissement à la paroi. Les contraintes pariétales à $Od = 12$ sont globalement 5 fois supérieures à celles à $Od = 77$ sauf aux pôles où elles sont égales, indépendamment du nombre d'Oldroyd. De plus, le ratio

entre les contraintes pariétales de la sphère rugueuse et de la sphère lisse hydrophobe vaut environ 2 à $Od = 12$ et 8 à $Od = 77$. Cet écart corrobore la forte influence du glissement aux faibles vitesses d'écoulement.

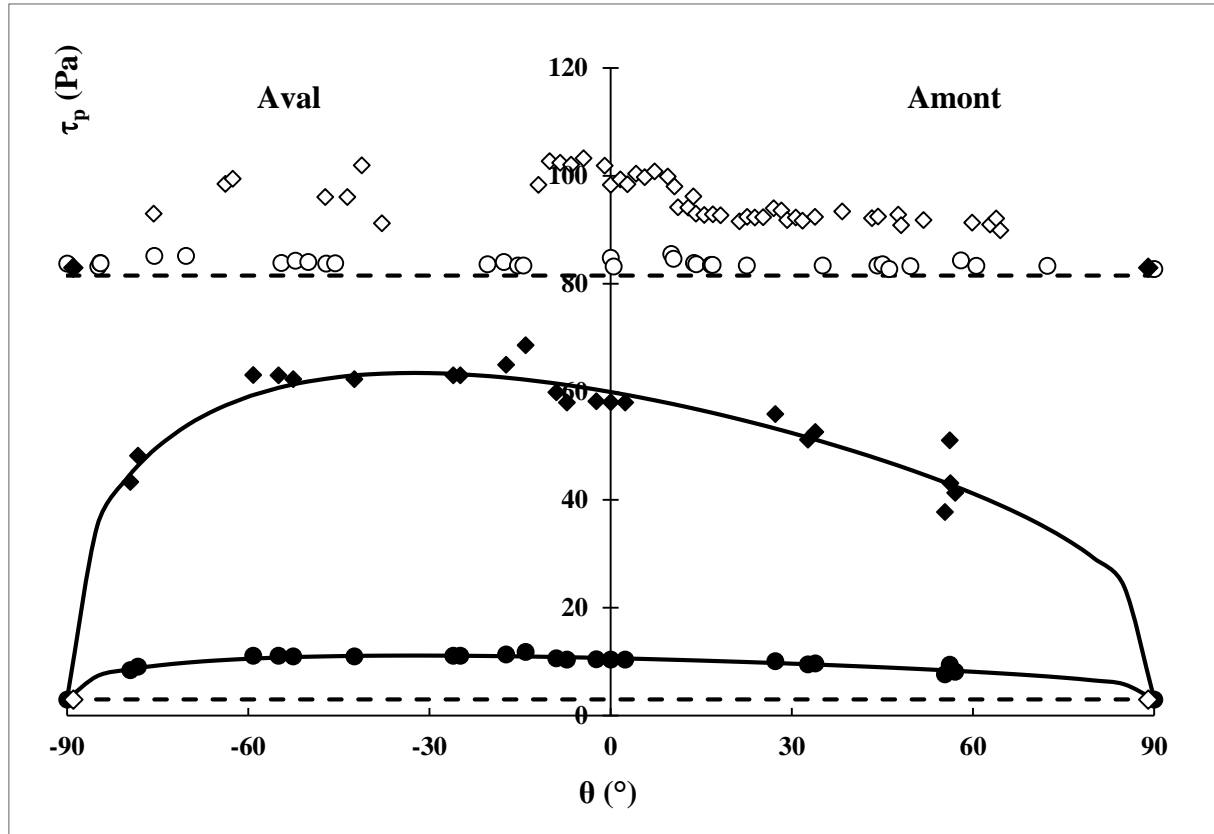


Figure 5.10 : Evolutions de la contrainte pariétale en fonction de l'angle θ . Sphère rugueuse (blanc) et sphère lisse hydrophobe (noir). $Od = 12$ (losanges) et $Od = 77$ (cercles). Les lignes en pointillés représentent les seuils τ_0 et τ'_g .

5.5.3.2 Forces de traînée

Le paragraphe précédent a fourni l'évolution de la contrainte à la paroi en fonction de θ pour chaque sphère. De cette évolution, la force de traînée due aux contraintes de cisaillement, notée F_v , peut être obtenue en intégrant la contrainte à la paroi. Ensuite, la force de traînée F_p due aux forces de pression et à la première différence de contraintes normales N_1 , peut être déterminée en retranchant à la force de traînée totale F_d , la force de traînée F_v .

Les valeurs de F_d , F_v et F_p sont fournies dans le tableau 5.9. Ces valeurs sont plus grandes à $Od = 12$ qu'à $Od = 77$. Cette observation est triviale pour la force de traînée F_v qui augmente quand la vitesse augmente, i.e. quand le nombre d'Oldroyd diminue. Le ratio entre les deux valeurs de F_v est d'environ 6 pour la sphère lisse hydrophobe et d'environ 1.2 pour la sphère rugueuse. Le facteur 6 observé dans le cas de la sphère lisse hydrophobe s'explique par l'action couplée

de la vitesse et des propriétés interfaciales de cette sphère qui réduisent significativement la force F_v .

Sphères	Lisse hydrophobe		Rugueuse	
	Od			
	12	77	12	77
F_d (N)	0.36	0.27	0.67	0.55
F_v (N)	0.06	0.01	0.18	0.15
F_p (N)	0.3	0.26	0.49	0.4
F_p/F_d (%)	83	96	73	73

Tableau 5.9 : Valeurs de F_d , F_v et F_p pour chaque sphère.

Par ailleurs, le ratio des forces F_p vaut 1.1 et 1.2 respectivement pour la sphère lisse hydrophobe et la sphère rugueuse. La comparaison entre les forces de traînée F_p et F_v révèle que les valeurs de F_v sont plus faibles. En effet, le ratio F_v/F_p est d'environ 0.4 à $Od = 12$ et à $Od = 77$ pour la sphère rugueuse. Mais, il vaut environ 0.2 à $Od = 12$ et 0.04 à $Od = 77$ pour la sphère lisse hydrophobe. Ces ratios diffèrent de celui obtenu dans le cas de l'écoulement laminaire d'un fluide Newtonien autour d'une sphère qui vaut $F_v/F_p = 2$.

5.5.4 Recirculation et sillage négatif

Le dispositif expérimental de cette étude repose sur un réservoir mobile et une sphère fixe. Les figures 5.5 à 5.10 ont toutes été obtenues dans le repère fixe lié à la sphère. Le champ de vitesse correspondant au repère fixe lié au réservoir peut être obtenu en retranchant aux champs de vitesse issus de la PIV, la vitesse du réservoir. La figure 5.11 qui résulte de ce changement de repère présente les champs de vitesse dans le plan équatorial (a et b) et à l'aval de l'écoulement (c et d) pour chaque sphère. Les figures 5.11-a et 5.11-b révèlent le phénomène de recirculation autour des sphères. L'intensité de ce phénomène dépend des conditions à l'interface fluide/sphère. L'étendue de la zone de recirculation est plus faible pour la sphère lisse hydrophobe pour laquelle le glissement réduit l'effet de l'obstacle sur l'écoulement.

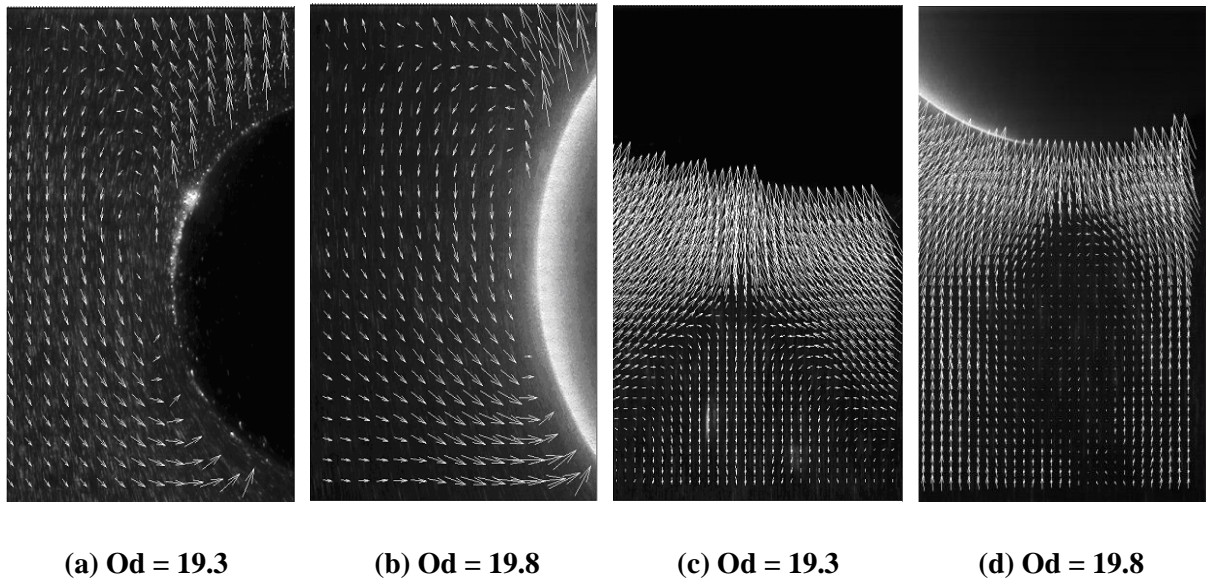


Figure 5.11 : Visualisations de la recirculation dans le plan équatorial (a et b) et dans le sillage des sphères (c et d). Sphère rugueuse (a et c) et sphère lisse hydrophobe (b et d).

En outre, les figures 5.11-c et 5.11-d mettent en exergue le phénomène de sillage négatif : une zone où l'écoulement du fluide s'oppose au sens de déplacement de la sphère. Ce phénomène a été observé pour chaque sphère indépendamment de ses propriétés interfaciales. Il a par ailleurs déjà été observé par Putz et al. [42] dans le cas de la sphère et par Tokpavi et al. [72] dans le cas du cylindre. Les derniers auteurs attribuent le phénomène de sillage négatif aux contraintes normales.

5.6 Conclusion

Cette étude expérimentale s'est intéressée à l'écoulement d'un fluide à seuil autour de deux sphères aux propriétés interfaciales distinctes et contrôlées : une sphère rugueuse permettant l'adhérence du fluide à sa paroi et une sphère lisse hydrophobe favorisant le glissement du fluide à sa paroi. Cette analyse originale couple des mesures générales de coefficient de traînée à des mesures locales d'écoulement tout en prenant en compte l'influence des conditions tribologiques à l'interface fluide/sphère. Les lois de frottement ont été déterminées pour quantifier l'influence du glissement sur le coefficient de traînée et la morphologie de l'écoulement. Le coefficient de traînée de la sphère rugueuse représente approximativement 1.5 fois celui de la sphère lisse hydrophobe. Par ailleurs, la visualisation de l'écoulement autour des sphères a permis de quantifier non seulement les champs de vitesse mais aussi l'étendue et la forme des zones rigides et des zones cisailées dans le voisinage des sphères. Il en ressort que l'étendue des zones cisailées est globalement la même aussi bien à l'amont qu'à l'aval de l'écoulement. De même, la taille des zones rigides aux pôles amont et aval des sphères est

approximativement la même. Cependant, les évolutions de la vitesse axiale et de la vitesse de glissement entre les pôles de la sphère lisse hydrophobe ont révélé la dissymétrie amont/aval de l'écoulement, indépendamment des propriétés interfaciales. De plus, le calcul de la force de traînée due à la contrainte à la paroi a permis d'établir le lien entre les mesures globales et les mesures locales. Ce calcul a principalement révélé que contrairement au cas commun des fluides Newtoniens, la force de traînée due aux contraintes normales est plus élevée que la force de traînée due aux contraintes de cisaillement.

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans le J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2014 ; 206 : 57-70.

Chapitre 6 : Influence du glissement sur l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque plane

6.1 Introduction

Les procédés industriels font intervenir de nombreux fluides complexes souvent utilisés pour répondre à des besoins bien spécifiques tels que le revêtement de surface, le retrait d'objets plongés dans des fluides... La plupart de ces fluides possèdent une transition solide-liquide : Ils ont un comportement solide élastique quand ils sont faiblement cisailés et s'écoulent au-delà d'une certaine contrainte de cisaillement. Cette spécificité impacte fortement les forces hydrodynamiques et les champs cinématiques générés par leurs écoulements autour d'obstacles. En 1993, Chhabra [51] présenta une revue des données de la littérature. Ensuite, Jossic et Magnin [45] ont analysé expérimentalement le coefficient de traînée et la stabilité d'objets dans les fluides à seuil sans analyser la cinématique. L'objet le plus étudié est la sphère qui a été analysée expérimentalement dans le chap. 5. Outre celui-ci, d'autres objets tels que le disque [chap. 3], le cône [chap. 4] et le cylindre à section circulaire [71-75], carrée [76, 77] et elliptique [78, 79] ont été étudiés expérimentalement et numériquement. Plus généralement, l'écoulement des fluides à seuil a été récemment examiné [5, 95]. Toutes ces études relatives à l'écoulement non inertiel de fluides viscoplastiques ont permis de caractériser les régions d'écoulement et plus particulièrement la forme et l'étendue des zones rigides et des zones cisailées au voisinage de l'obstacle considéré.

Par ailleurs, une autre importante spécificité des fluides à seuil est leur capacité à glisser aux interfaces aux faibles taux de cisaillement, lorsque les propriétés tribologiques à l'interface fluide/obstacle sont propices [7, 14, 16, 95]. Nonobstant cela, l'influence du glissement sur les écoulements des fluides complexes autour d'obstacles a jusqu'à présent été peu étudiée [chap. 5, 81].

Cette étude expérimentale analyse l'écoulement non inertiel d'un fluide à seuil non-thixotrope autour d'une plaque plane. Oldroyd [43, 44] fut le premier à étudier ce sujet d'un point de vue théorique. A l'aide du modèle de Bingham, il montre qu'aux grands nombres d'Oldroyd, le fluide est rigide partout sauf dans une fine couche où coexistent aussi bien les effets visqueux que les effets plastiques. Ses résultats ont toutefois été remis en question par les études analytiques [80, 81] qui ont analysé les évolutions du coefficient de traînée et l'épaisseur de la couche limite en fonction des conditions tribologiques de la plaque : adhérence et glissement.

Dans ces études, Piau et Debiane utilisent le modèle de Herschel-Bulkley pour décrire la région cisailée et le modèle de Hooke pour décrire la région rigide mobile dans laquelle le matériau se déplace en bloc. En utilisant une loi de frottement linéaire, ils observent une augmentation de l'épaisseur de la couche limite à mi-longueur de la plaque, avec la longueur de la plaque et la vitesse d'écoulement. Récemment, l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque plane adhérente a été examiné expérimentalement [96-98]. Les études [96, 97] ont mesuré les forces et les champs de vitesse au voisinage de la plaque, durant son déplacement. Pour une large gamme de vitesse, elles ont révélé une faible variation de l'épaisseur de la couche limite ; un résultat assez surprenant qui contredit la théorie de Piau et Debiane [81] selon laquelle cette épaisseur diminuerait jusqu'à s'annuler pour les vitesses nulles. Par ailleurs, Boujlel et Coussot [96] observent une réversibilité de l'écoulement qu'ils obtiennent par des essais effectués en enfonçant et en retirant la plaque du fluide. Plus récemment, Ferreira et al. [99] ont numériquement étudié l'écoulement non inertiel de matériaux élasto-viscoplastiques autour d'une lame. Ils ont particulièrement analysé la forme des régions cisailée et non cisailée autour de la lame. Leur analyse montre que l'élasticité modifie la forme de ces régions et aussi que l'étendue de la région non cisailée diminue suite à une augmentation de la vitesse d'écoulement.

Cette étude analyse l'influence du glissement sur l'écoulement d'un fluide viscoplastique autour d'une plaque plane. A cette fin, deux plaques ont été utilisées : une plaque adhérente et une plaque glissante. Les vitesses d'écoulement considérées sont si faibles que les effets inertiels sont négligeables par rapport aux effets visqueux eux-mêmes faibles devant les effets plastiques. Le fluide viscoplastique utilisé est un gel aqueux de Carbopol ; fluide largement utilisé comme modèle de fluide à seuil. Ses comportements en volume et en glissement ont tout d'abord été caractérisés par des techniques rhéométriques. Ensuite, les influences de la vitesse d'écoulement et des conditions tribologiques sur le coefficient de traînée et les champs cinématiques obtenus par une analyse PIV ont été étudiées. Les résultats sont ensuite comparés aux résultats issus de la rhéométrie.

6.2 Théorie

Cette section décrit le coefficient de traînée, le critère de stabilité et la couche limite viscoplastique se développant lors de l'écoulement.

6.2.1 Coefficient de traînée et critère de stabilité

Le coefficient de traînée autour de la plaque est défini par :

$$C_d^* = \frac{F_d}{A \cdot \tau_0} = C_{d,\infty}^* + \frac{\beta}{Od^b} \quad (6.1)$$

Où F_d est la force de traînée totale subie par la plaque et $A = 2 \cdot h \cdot l$ est la surface latérale de la plaque. Piau et Debiane [81] proposent l'expression suivante pour le coefficient de traînée :

$$C_d^* = 1 + \left(\frac{2}{\pi} \frac{1+n}{n} \right)^{n/(1+n)} * \left(1 - \frac{\psi}{1+\frac{1}{n}} \right) * Od^{-1/(1+n)} \quad (6.2)$$

Où ψ est le facteur de glissement à la paroi de la plaque : $\psi = 0$ en cas d'adhérence et $\psi = 1$ pour un glissement parfait. L'équation (6.2) est similaire au second terme de l'équation (6.1) avec des paramètres β et b qui dépendent de l'indice de rhéofluidification n et du facteur de glissement ψ .

Le ratio entre les effets plastiques et les effets de la gravité est défini dans le cas d'une plaque plane d'épaisseur e par : $Y = \frac{\tau_0}{g \cdot e \cdot \Delta \rho}$. Le critère de stabilité qui correspond à la valeur de Y pour une vitesse d'écoulement nulle est défini par :

$$Y_{crit} = \frac{1}{2C_{d,\infty}^*} \quad (6.3)$$

6.2.2 Couche limite viscoplastique

La couche limite viscoplastique autour d'une plaque plane a été étudiée par Piau [80] et Piau et Debiane [81]. Ces études montrent que trois types de couche limite peuvent se développer autour de la plaque : une couche limite d'épaisseur constante, une couche limite d'épaisseur variable et une couche limite en forme de lentille. La première est caractérisée par une pression constante le long de la couche limite contrairement à la deuxième dans laquelle la pression augmente linéairement avec la distance à la paroi. Dans le cas de la couche limite en forme de lentille, la forme de la couche limite est optimisée pour prendre en compte les variations des gradients de pression le long de la plaque. Pour ce faire, l'épaisseur de la couche limite est fixée à une valeur choisie entre 0 et une valeur maximale obtenue à mi-hauteur de la plaque. Pour décrire les différentes couches limites, Piau et Debiane divisent l'écoulement en deux régions (cf. figure 6.1).

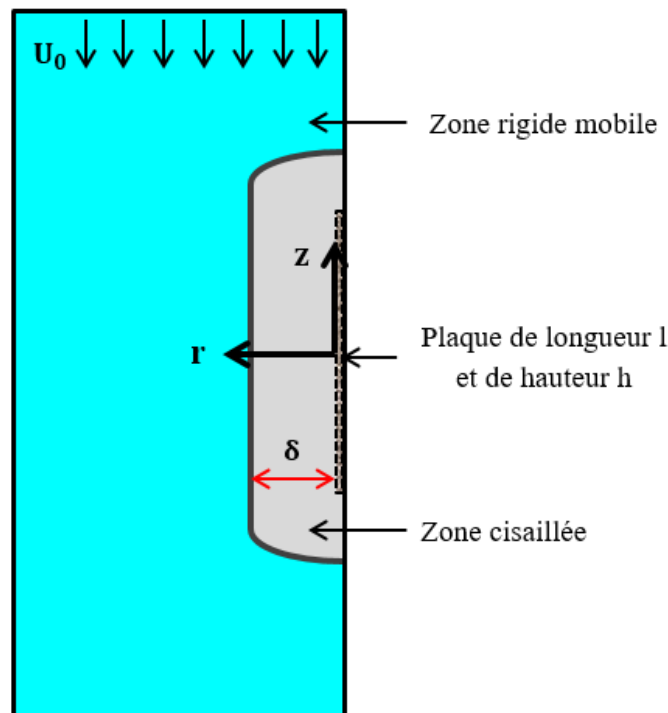


Figure 6.1 : Configuration de l'écoulement et notations.

La région au voisinage de la plaque est une région cisailée. La région située loin de la plaque est une région rigide mobile dans laquelle le fluide s'écoule en bloc à la vitesse U_0 . Dans cette région, Piau et Debiante [81] estiment que la déformation est élastique. En se basant sur des solutions auto-similaires, ils déterminent par ailleurs l'évolution de l'épaisseur de la couche limite avec des conditions limites d'adhérence ou de glissement à la paroi et un gradient de pression constant le long de la couche limite. Ils aboutissent à l'expression théorique ci-dessous pour le profil de vitesse adimensionnée :

$$U_z^* = \frac{U_z}{U_0} = 1 - (1 - \psi) \left(1 - \frac{z}{\delta}\right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (6.4)$$

Où ψ est le facteur de glissement et δ représente l'épaisseur de la couche limite ou de la zone cisailée dont l'expression est fournie dans l'étude [80]. Pour la couche limite d'épaisseur constante, l'expression de δ est :

$$\delta \cong \frac{h}{2} \left[\frac{K}{\tau_0} \left(\frac{2*U_0}{h} \right)^n \right]^{\frac{1}{n+1}} = \frac{h}{2} * Od^{-1/(1+n)} \quad (6.5)$$

L'équation (6.5) montre que le rapport δ/h est proportionnel à $Od^{-1/(1+n)}$. Ce rapport décroît donc lorsque le nombre d'Oldroyd augmente, i.e. lorsque les effets visqueux diminuent. Cette

influence du nombre d'Oldroyd sur l'épaisseur de la couche limite a été récemment réfutée par les études expérimentales [96, 97]. Pour des vitesses d'écoulement variant de $30 \mu\text{m.s}^{-1}$ à 10 mm.s^{-1} , i.e. pour des nombres d'Oldroyd compris entre 47 et 5, Boujlel et al. [97] obtiennent des épaisseurs de couche limite comprises entre 7.5 mm et 10.3 mm. Par conséquent, ils concluent que la vitesse d'écoulement n'influence pas de manière significative l'épaisseur de la couche limite.

6.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental et ses détails techniques ont été présentés dans le chapitre 2. La figure 6.1 décrit la morphologie de l'écoulement et les notations.

Pour mesurer la force de traînée, la plaque est reliée au moyen de deux fils de nylon de 0.2 mm de diamètre à un capteur de force : une balance, PRECISA 1000C 3000D, de précision 0.1 g. La force de traînée correspond à la force mesurée dans le régime permanent, loin du fond et de la surface libre du réservoir, à laquelle il faut retrancher la force d'Archimède.

Pour visualiser les champs de vitesse, la plaque est maintenue fixe dans le réservoir par une tige plane rigide en acier de section rectangulaire 15 mm^2 et de longueur 350 mm, au moyen de deux vis. Le réservoir est déplacé à vitesse contrôlée et constante choisie entre $1 \mu\text{m.s}^{-1}$ et $300 \mu\text{m.s}^{-1}$. Le ratio entre sa hauteur et la hauteur des plaques est de 6. La hauteur du fluide dans le réservoir est de l'ordre de 230 mm. En raison des vitesses d'écoulement considérées, les effets de bord sur les coefficients de traînée et les champs cinématiques peuvent être négligés. Les champs et profils de vitesse sont déterminés grâce au logiciel de PIV FlowManager V4.71 avec un maillage de 46×34 vecteurs et des zones d'interrogation carrées de 32 pixels de côté. La résolution spatiale des images est d'environ 230 pixels par pouce ; ce qui ne permet pas d'analyser précisément l'écoulement au voisinage de la plaque.

Les propriétés géométriques et tribologiques des plaques sont fournies dans le tableau 6.1. La plaque adhérente est obtenue en collant du papier de verre de rugosité $R_a = 200 \mu\text{m}$ sur une plaque en Poly(méthacrylate de méthyle) (PMMA acrylique). La plaque glissante est une plaque de PMMA acrylique produite par Goodfellow (ref. ME303006). Sa rugosité, $R_a \leq 0.5 \mu\text{m}$, est inférieure à la taille caractéristique des micro-gels constitutifs du gel de Carbopol [7, 30-34]. L'hydrophobicité du PMMA accentue le glissement sur cette plaque qui a été nettoyée avant les expériences avec une solution d'éther de pétrole $40\text{-}60^\circ\text{C}$ concentrée à 0.65 kg.l^{-1} . Le nettoyage visait à enlever toutes les impuretés telles que les matières grasses, la poussière ou

tout autre agent polluant. Les dimensions des plaques ont été choisies suite à des mesures préliminaires de force de traînée par unité de hauteur qui ont permis de quantifier l'influence des propriétés géométriques. Ces mesures ont révélé un écart sur les forces de traînée de 3% entre deux plaques adhérentes de hauteur $h = 25$ mm et $h = 50$ mm, et de 7% entre deux plaques adhérentes d'épaisseur $e = 0.5$ mm et $e = 1$ mm. Concernant l'influence de la longueur, les mesures ont révélé une diminution de 11% entre les forces de traînée par unité de hauteur mesurées pour des plaques de longueur $l = 25$ mm et $l = 50$ mm. Au-delà de $l = 50$ mm, la force de traînée par unité de hauteur mesurée reste constante indépendamment de la longueur.

Plaques	l (mm)	h (mm)	e (mm)	Revêtement	Rugosité (μm)	Angle de contact avec l'eau ($^\circ$)
Adhérente	50	50	0.7	Papier de verre	200	-
Glissante	50	50	0.5	PMMA	≤ 0.5	74

Tableau 6.1 : Propriétés géométriques et tribologiques des plaques.

Les expériences peuvent être perturbées par des effets parasites tels que le frottement du fluide sur les fils de nylon et sur la tige rigide servant à la fixation de la plaque. Au regard de ces effets, les incertitudes de mesures sont estimées à 15% pour le coefficient de traînée et à 10% pour les champs cinématiques.

6.4 Matériau et rhéométrie

L'étude est effectuée avec deux gels de Carbopol transparents ayant un pH autour de 7.3 et une densité de l'ordre de 1000 kg.m^{-3} . Ces gels obtenus par la dissolution de 1% en masse de Carbopol 940, seront désignés par "gel 1" et "gel 2". Le gel 1 est utilisé pour les mesures de force et le gel 2 pour les visualisations de l'écoulement. Les comportements en volume et en glissement des gels ont été déterminés par des essais de cisaillement simple effectués sur des échantillons directement prélevés du réservoir. Ces essais ont été effectués à vitesse, à température et à évaporation contrôlées à l'aide du rhéomètre ARES manufacturé par TA Instruments pour des taux de cisaillement variant de 10^{-4} s^{-1} à 30 s^{-1} . Le comportement en volume est obtenu avec une cellule cône-plan aux parois recouvertes d'un papier de verre de rugosité $R_a = 200 \mu\text{m}$ pour éviter tout glissement. Le cône a un angle de 0.04 rad et un diamètre de 49 mm. Le comportement en glissement est obtenu avec une cellule plan-plan présentant des conditions interfaciales différentes : l'un des plans est adhérent avec une rugosité $R_a = 200 \mu\text{m}$ et l'autre plan est en PMMA acrylique de rugosité $R_a \leq 0.5 \mu\text{m}$. Le plan en PMMA acrylique

a reçu le même protocole de nettoyage que la plaque glissante.

La figure 6.2 fournit les courbes d'écoulement des gels en régime permanent à $T = 23^\circ\text{C}$ pour chaque condition tribologique. Les incertitudes de mesures sont estimées à 10%. Les paramètres du comportement en volume qui obéit au modèle de Herschel-Bulkley (équation (2.1)) sont résumés dans le tableau 6.2. Ces paramètres, les vitesses d'écoulement et les dimensions des plaques utilisées conduisent à des nombres de Reynolds (cf. équation (2.7)) variant de 10^{-10} à 10^{-6} et à des nombres d'Oldroyd (cf. équation (2.8)) variant de 17 à 116 pour le gel 1 et de 13 à 86 pour le gel 2. Les nombres de Weissenberg (cf. équation (2.9)) varient quant à eux de 10^{-2} à 9.10^{-2} . Ce qui permet de négliger les effets viscoélastiques.

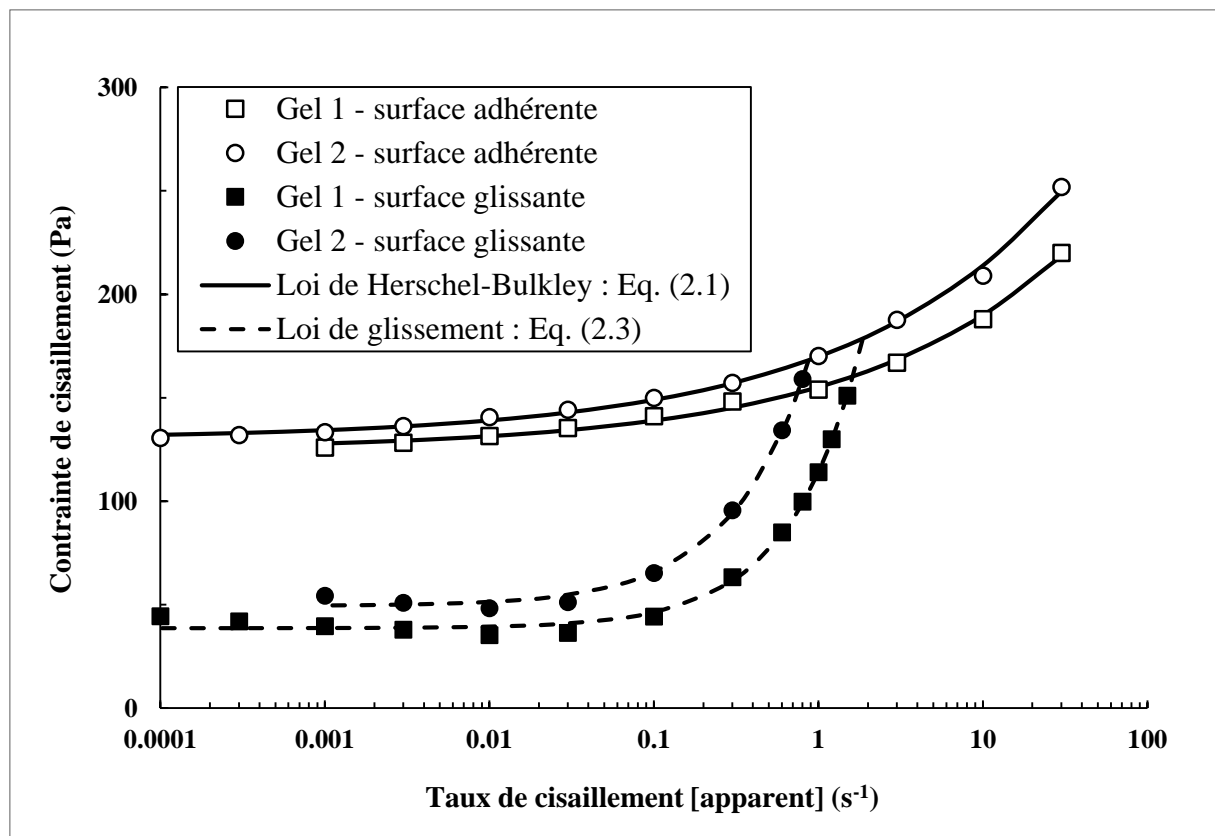


Figure 6.2 : Courbes d'écoulement des gels.

Conditions	Adhérence : Eq. (2.1)			Glissement : Eq. (2.3)		
Gels	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n	τ_0 (Pa)	K _g (Pa.s ^{n_g})	n _g
Gel 1	125	30	0.33	49.4	134.6	0.91
Gel 2	131	39	0.32	38.7	75.7	0.99

Tableau 6.2 : Propriétés rhéologiques des gels.

Sur la figure 6.2, les contraintes mesurées aux faibles taux de cisaillement avec la cellule plan-plan “surface glissante” sont globalement 3 fois inférieures à celles obtenues avec la cellule cône-plan “surface adhérente”. Cet écart s’explique par la présence du glissement [7, 13, 14, 16, 22] à l’interface fluide-plan en PMMA. Ce glissement provient d’un écoulement hétérogène dans la cellule plan-plan dans laquelle le fluide est entraîné par le plan adhérent mais glisse sur le plan en PMMA. Il apparaît dans une fine couche proche de l’interface en PMMA et génère un écoulement apparent en dessous de la contrainte seuil en volume τ_0 . Lequel mouvement persiste jusqu’au seuil de glissement τ_g estimé à 49.4 Pa pour le gel 1 et à 38.7 Pa pour le gel 2. Le taux de cisaillement devient une fonction de la vitesse de glissement à la paroi U_g .

Pour plus de détails concernant le comportement en glissement, les vitesses de glissement ont été aussi mesurées à la paroi du plan en PMMA durant les mesures rhéométriques. Ces mesures ont été effectuées en utilisant un marqueur à la surface libre du gel comme suggéré par Magnin et Piau [13, 22]. La figure 6.3 illustre l’évolution de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte de cisaillement pour le gel 2. L’évolution expérimentale suit bien la loi de Meeker et al. [14] (cf. équation (2.4)). Les paramètres de cette loi sont fournis dans le tableau 6.3. La valeur du paramètre m est proche de celle obtenue par Meeker et al. [14] pour une surface hydrophobe.

Gel	Revêtement	U_0^* (mm.s ⁻¹)	τ_g' (Pa)	m
Gel 2	PMMA	1.41	30.2	0.6

Tableau 6.3 : Valeurs des paramètres de l’équation (2.4).

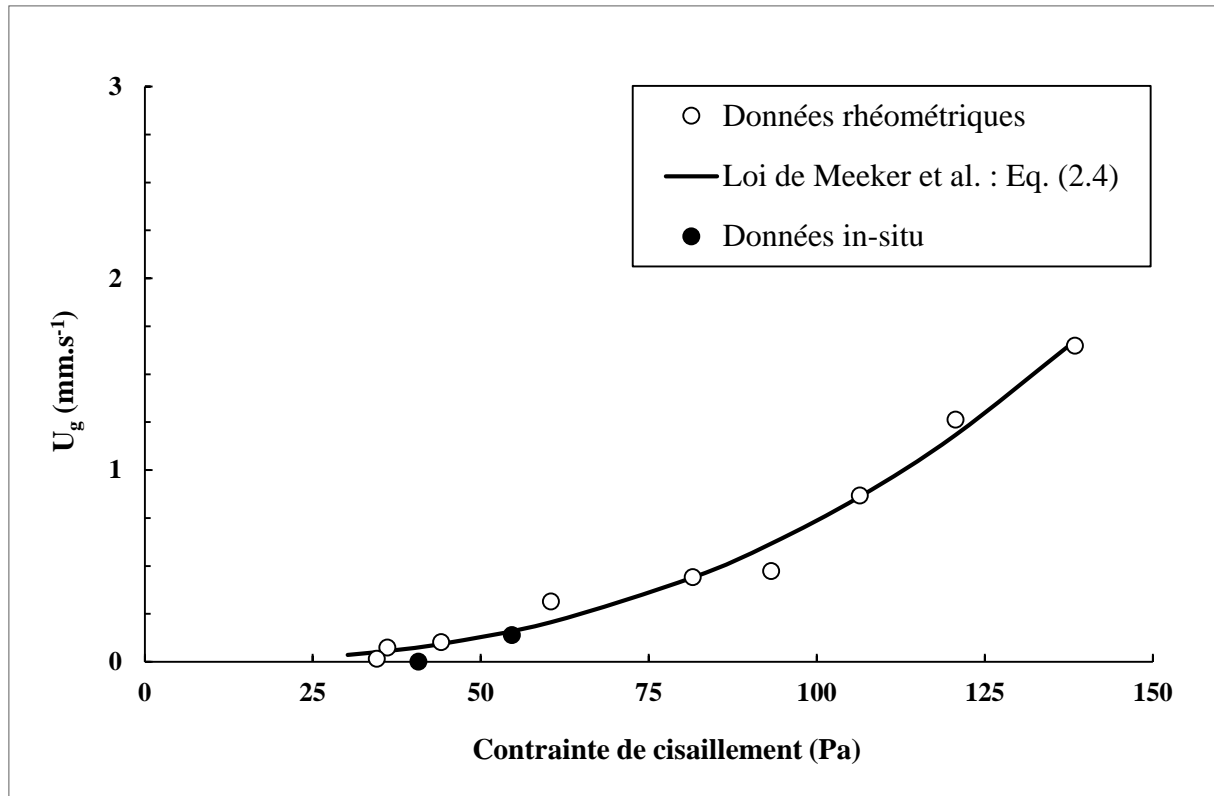


Figure 6.3 : Evolution de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte de cisaillement.

6.5 Résultats et discussions

6.5.1 Coefficient de traînée et critère de stabilité

La figure 6.4 représente les évolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd pour chaque plaque. Les évolutions expérimentales peuvent être décrites par l'équation (6.1) dont les paramètres $C_{d,\infty}^*$, β et b sont fournis dans le tableau 6.4. La courbe correspondant à l'équation (6.2) est également fournie sur la figure 6.4 et les valeurs de ses paramètres sont également fournies dans le tableau 6.4 pour la plaque adhérente. Pour cette plaque, les courbes observées sur la figure 6.4 ont la même évolution et leurs paramètres sont du même ordre de grandeur même si des écarts apparaissent notamment pour le coefficient de traînée asymptotique $C_{d,\infty}^*$. Ces écarts sont dus aux incertitudes de mesures et au modèle viscoplastique utilisé par Piau et Debiante [81] qui ne décrit pas correctement le comportement du fluide.

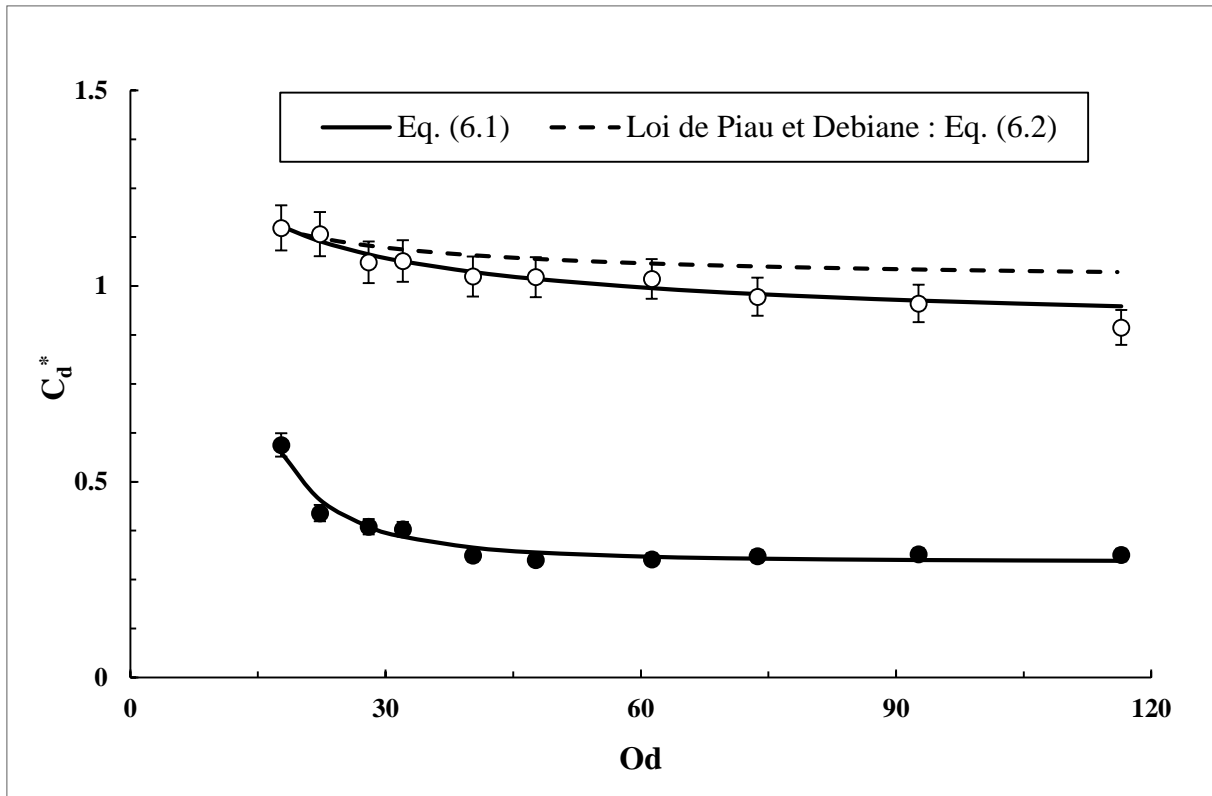


Figure 6.4 : Evolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd pour les plaques adhérente (cercles blancs) et glissante (cercles noirs).

Plaques	Résultats de l'étude		Eq. (6.2)
	Adhérente	Glissante	Adhérente
$C_{d,\infty}^*$	0.85	0.3	1
β	1.64	352	1.26
b	0.6	2.5	0.75
Y_{crit}	0.6	1.7	0.66

Tableau 6.4 : Valeurs des paramètres des équations (6.1), (6.2) et (6.3) pour chaque plaque.

Pour les nombres d'Oldroyd compris entre 17 et 40, le coefficient de traînée diminue lentement avant de tendre vers un plateau. Cette diminution est due à une réduction des effets visqueux qui conduit à une réduction de la force de traînée. Par ailleurs, le plateau obtenu pour les nombres d'Oldroyd supérieurs à 40, montre qu'aux faibles vitesses, la force de traînée n'est plus gouvernée par la vitesse mais dépend uniquement de la contrainte seuil et de la surface latérale qui est prépondérante devant le maître-couple dans le cas de la plaque plane.

Par ailleurs, la figure 6.4 révèle une forte influence des propriétés interfaciales sur le coefficient de traînée en général et sur le coefficient de traînée asymptotique en particulier. Cette influence s'observe également sur le critère de stabilité dont les valeurs pour chaque plaque sont fournies dans le tableau 6.4. Dans le cas de la plaque adhérente, le coefficient de traînée asymptotique vaut 0.85 et vaut 0.3 pour la plaque glissante. Ce qui conduit à un ratio de 2.8 en accord avec le ratio des contraintes seuil en volume et en glissement fournies par la rhéométrie : $\tau_0/\tau_g = 2.5$. Dans le cas de l'écoulement autour d'une sphère [chap. 5], ces ratios valent respectivement 1.5 et 6.6. En effet, l'écoulement autour d'une plaque plane est un écoulement de cisaillement simple bidimensionnel, pour lequel la force de traînée est essentiellement gouvernée par les contraintes de cisaillement s'exerçant sur les surfaces latérales. Cet écoulement est semblable à l'écoulement au sein d'un rhéomètre contrairement à l'écoulement autour d'une sphère qui est un écoulement tridimensionnel et pour lequel les forces de pression contribuent fortement à la force de traînée totale. Leur contribution a été estimée à 73% pour la sphère adhérente et à 83% et 96% respectivement à $Od = 12$ et $Od = 77$ pour la sphère glissante (cf. tableau 5.9).

Les mesures de force de traînée fournissent l'évolution de la contrainte de cisaillement à la paroi : $\tau_p = F_d/A$ en fonction de la vitesse. De cette évolution, une courbe d'écoulement peut être obtenue en divisant la vitesse d'écoulement U_0 par une longueur caractéristique λ correspondant à l'abscisse du point d'intersection entre la tangente du profil de vitesse à la paroi et la vitesse U_0 . Cette longueur caractéristique a été estimée à 4 mm [97] quels que soient le matériau et la vitesse d'écoulement. Dans la présente étude, elle est estimée à 1.3 mm pour la plaque adhérente. En divisant la vitesse par la longueur λ , le taux de cisaillement peut être estimé ; ce qui conduit à une courbe d'écoulement issue des mesures de force, obtenue indépendamment des mesures rhéométriques. Cette courbe est fournie sur la figure 6.5. Elle peut être décrite par le modèle de Herschel-Bulkley (cf. équation (2.1)) dont les paramètres sont fournis dans le tableau 6.5. La figure 6.5 et le tableau 6.5 révèlent de faibles écarts pour la contrainte seuil en volume. Toutefois, les contraintes issues des mesures de force de traînée sont 1.1 fois inférieures à celles issues des mesures rhéométriques pour la plaque adhérente. Les écarts proviennent des incertitudes de mesures.

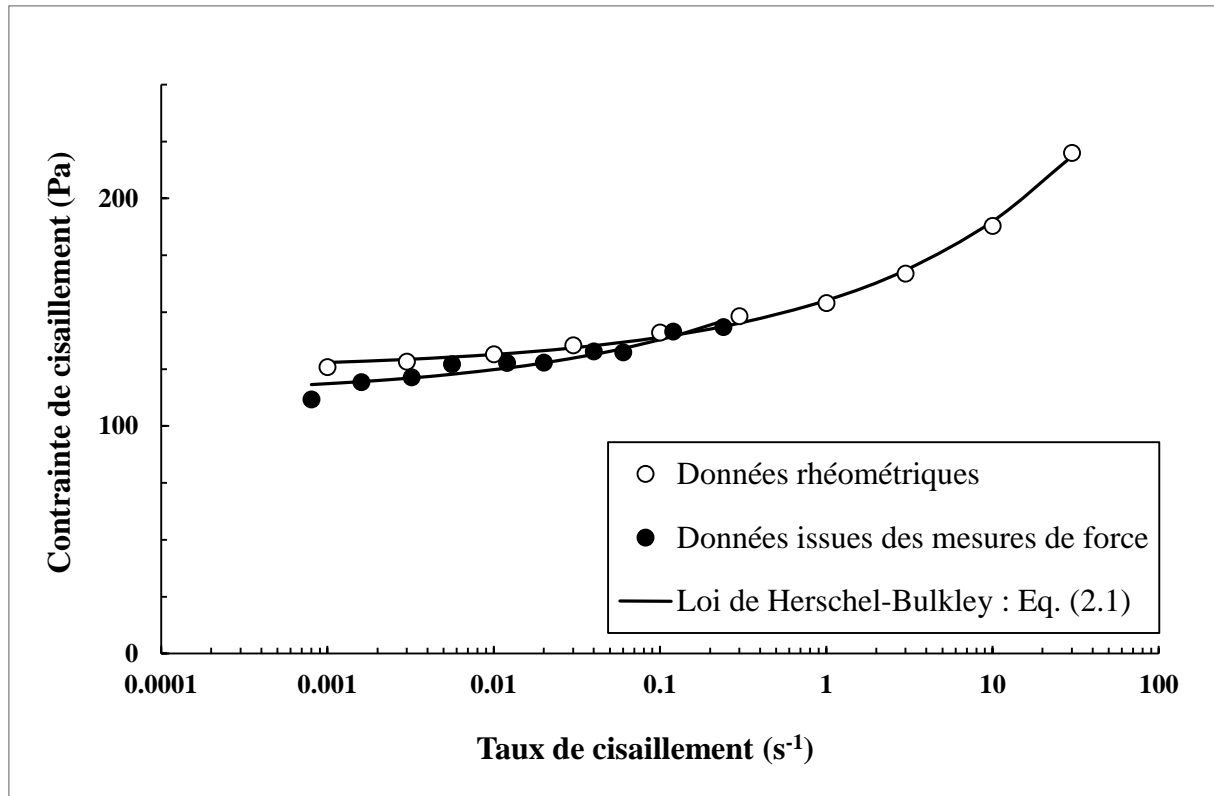


Figure 6.5 : Comparaison des courbes d'écoulement en volume. Gel 1.

	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n
Rhéométrie	124.9	30.3	0.33
Mesures de force	113.1	53.1	0.33

Tableau 6.5 : Comparaison des propriétés rhéologiques en volume. Gel 1.

Il convient de remarquer que l'équation (6.1) a été définie avec la contrainte seuil en volume τ_0 pour les deux plaques. Cependant, la contrainte seuil de glissement τ_g aurait été la plus appropriée dans le cas de la plaque glissante. En utilisant cette contrainte seuil, le coefficient de traînée de la plaque glissante varie de 1.4 à 1. Ainsi, la contrainte de cisaillement à la paroi pour les grands nombres d'Oldroyd, i.e. pour les faibles vitesses, correspond à la contrainte seuil en volume dans le cas de la plaque adhérente et à la contrainte seuil de glissement dans le cas de la plaque glissante. Par conséquent, la mesure de la force de traînée exercée par un fluide à seuil sur une plaque plane est une bonne alternative pour estimer la contrainte seuil de ce fluide.

6.5.2 Analyse cinématique

Cette section s'intéresse aux champs et profils de vitesse au voisinage des plaques. La hauteur des plaques et la vitesse d'écoulement U_0 servent respectivement d'échelle de longueur et d'échelle de vitesse. La figure 6.6 représente les évolutions de la vitesse adimensionnée U^* en fonction de r^* à mi-hauteur de la plaque, i.e. à $z^* = 0$. Les évolutions sont fournies pour chaque plaque et pour deux nombres d'Oldroyd : $Od = 86$ i.e. $U_0 = 1 \mu\text{m.s}^{-1}$ et $Od = 16$ i.e. $U_0 = 150 \mu\text{m.s}^{-1}$.

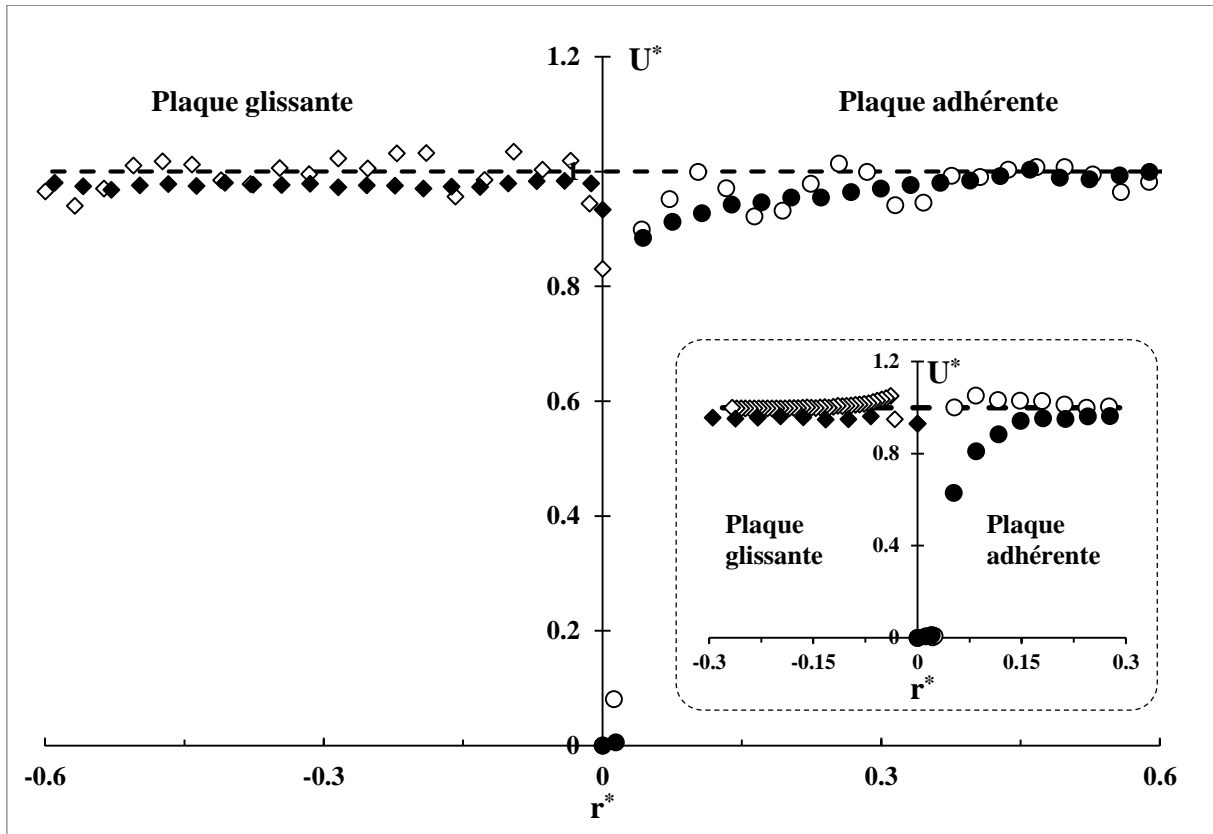


Figure 6.6 : Evolutions de la vitesse adimensionnée U^* en fonction de r^* à $z^* = 0$. $Od = 16$ (symboles noirs) et $Od = 86$ (symboles blancs). L'insert fournit les évolutions au bord d'attaque i.e. à $z^* = 0.5$ (symboles noirs) et au bord de fuite i.e. à $z^* = -0.5$ (symboles blancs) à $Od = 16$.

Concernant l'influence du nombre d'Oldroyd, les évolutions sur la figure 6.6 sont similaires même si celles à $Od = 86$ sont beaucoup plus bruitées en raison des longs intervalles de temps utilisés entre deux images successives pour cette vitesse. Cette similarité confirme la faible influence du nombre d'Oldroyd, i.e. de la vitesse, sur la morphologie de l'écoulement pour la gamme des nombres d'Oldroyd considérée comme observé dans les chapitres 3, 4 et 5. Par ailleurs, les études [96, 97] ont également montré dans le cas d'une plaque adhérente, la faible dépendance de l'épaisseur de la couche limite avec la vitesse d'écoulement. Cette observation

est aussi valable pour la plaque glissante à la paroi de laquelle la vitesse de glissement a été mesurée par un suivi manuel des particules proches de la paroi. Cette vitesse est estimée à $0.83U_0$ à $Od = 86$ et $0.93U_0$ à $Od = 16$. Par conséquent, le glissement est très important à la paroi de la plaque en PMMA.

En outre, la figure 6.6 révèle deux principales régions d'écoulement dont l'étendue dépend des propriétés tribologiques. La première correspond à la région cisailée. Elle commence à la paroi par une vitesse nulle (resp. de glissement) pour la plaque adhérente (resp. glissante) et s'achève quand la vitesse du fluide atteint la vitesse U_0 à une distance qui correspond à l'épaisseur de la région cisailée ou de la couche limite. Cette épaisseur est ici définie comme la distance à laquelle la vitesse vaut $0.98U_0$. Avec cette définition, elle vaut 10 (resp. 2.5) mm pour la plaque adhérente (resp. glissante). A $Od = 16$, l'équation (6.5) fournit une épaisseur de couche limite de 3.1 mm dans le cas de la plaque adhérente. Pour cette plaque, les épaisseurs de la couche limite obtenues expérimentalement confirment les valeurs obtenues par Boujlel et al. [97]. Elles sont toutefois supérieures aux épaisseurs prédites par Piau et Debiante [81]. Par ailleurs, ces épaisseurs dépendent peu de la vitesse d'écoulement, contrairement aux prédictions de Piau et Debiante [81]. Toutes ces différences peuvent provenir du modèle viscoplastique utilisé par ces auteurs pour décrire le comportement du gel à l'intérieur de la couche limite et du modèle de Hooke utilisé à l'extérieur de la couche limite. Ces modèles ne décrivent pas complètement le comportement du gel qui est partout élasto-viscoplastique.

Comme attendu, la couche limite est moins étendue dans le cas de la plaque glissante. La seconde région est une région rigide mobile caractérisée par des gradients de vitesse nuls dus au fait que la vitesse y est uniforme et égale à U_0 .

L'insert de la figure 6.6 représente les évolutions de la vitesse adimensionnée U^* en fonction de r^* au bord d'attaque i.e. à $z^* = 0.5$ et au bord de fuite i.e. à $z^* = -0.5$ de chaque plaque à $Od = 16$. Il révèle des profils de vitesse globalement similaires qui augmentent de 0 (resp. vitesse de glissement) à la paroi de la plaque adhérente (resp. glissante) à la vitesse du réservoir U_0 loin de cette paroi. Toutefois, un pic de vitesse apparaît au bord de fuite de chaque plaque. Ce pic peut s'expliquer par la conservation du débit due au fait que la plaque n'est pas infiniment mince. En effet, le fluide étant ralenti au bord d'attaque de la plaque, il doit être accéléré à une vitesse au-dessus de la vitesse du réservoir afin de garantir la conservation du débit. Ce résultat révèle la dissymétrie de l'écoulement comme observé pour d'autres géométries [42, 73] et dans les chapitres 3 et 5. Cette dissymétrie pourrait être également due à l'élasticité des gels de

Carbopol comme tend à le montrer l'étude numérique de Ferreira et al. [99] relative à l'écoulement d'un matériau élasto-viscoplastique autour d'une plaque infiniment mince.

Pour approfondir l'analyse des régions d'écoulement, la figure 6.7 fournit les champs du second invariant D_{II} du tenseur des taux de déformation autour des bords de fuite (figures 6.7-a et 6.7-b) et d'attaque (figures 6.7-c et 6.7-d) de chaque plaque à $Od = 16$. Ces figures confirment l'existence des deux régions d'écoulement précédemment observées. Elles commencent par des zones progressivement colorées au voisinage des plaques et s'achèvent par une zone en cyan dans laquelle $D_{II} \leq 0.002 \text{ s}^{-1}$. Bien que les évolutions soient similaires pour les deux plaques indépendamment de leurs propriétés tribologiques, les valeurs de D_{II} sont plus élevées au voisinage de la plaque adhérente.

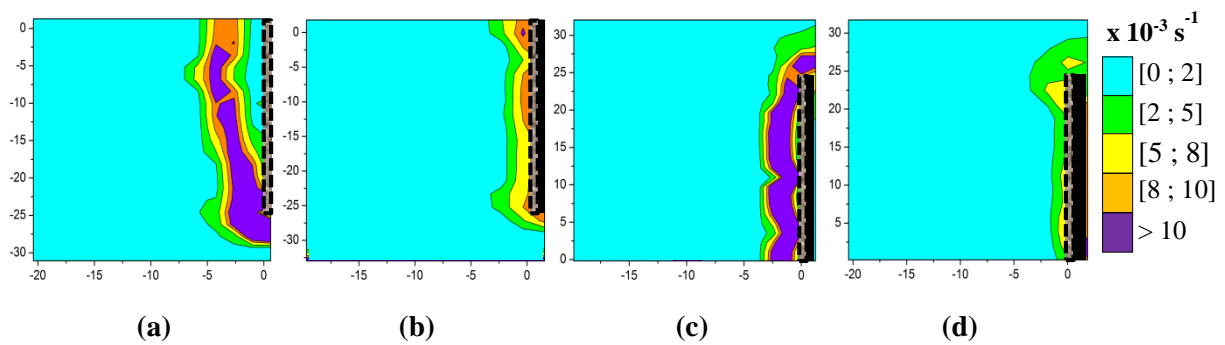


Figure 6.7 : Champs du second invariant du tenseur des taux de déformation pour les plaques adhérente (a et c) et glissante (b et d). $Od = 16$. Les graduations en abscisses (r) et en ordonnées (z) sont fournies en mm. La plaque est représentée par la section en pointillés.

Pour définir la limite entre les régions cisailée et rigide mobile, le critère choisi est : $D_{II} \geq 0.002 \text{ s}^{-1}$. Ce critère conduit à une épaisseur de région cisailée d'environ 5 (resp. 4) mm pour la plaque adhérente et de 2 (resp. 1.5) mm pour la plaque glissante à l'amont (resp. aval) de l'écoulement. Cette épaisseur semble uniforme le long de chaque plaque ; le faible écart entre le bord d'attaque et le bord de fuite pouvant être attribué aux incertitudes de mesures. Ainsi la région cisailée ou couche limite ici analysée a une épaisseur constante. Par ailleurs, comme observé sur la figure 6.6, cette épaisseur est plus grande dans le cas de la plaque adhérente.

La contrainte de cisaillement à la paroi, issue des mesures de force de traînée et la vitesse de glissement à la paroi de la plaque glissante conduisent à une évolution in-situ de la vitesse de glissement en fonction de la contrainte à la paroi. Les données correspondantes sont fournies sur la figure 6.3. Elles s'accordent bien avec l'évolution issue des mesures de rhéométrie et corroborent la loi de glissement de Meeker et al. [14] (cf. équation (2.4)).

6.6 Conclusion

Cette étude expérimentale s'est intéressée à l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque plane. Les influences des conditions tribologiques à l'interface fluide/paroi sur le coefficient de traînée et la morphologie de l'écoulement ont été analysées. L'influence du glissement a été quantifiée par le biais d'une analyse rhéométrique et par des mesures de force de traînée qui ont conduit à un ratio entre les coefficients de traînée asymptotiques assez proche du ratio entre les contraintes seuil en volume et en glissement. Ce qui montre qu'un choix approprié des propriétés tribologiques à l'interface fluide/paroi peut contribuer à réduire de manière significative les forces de traînée sur les obstacles dans les écoulements non inertiels de fluides à seuil.

Par ailleurs, la visualisation de l'écoulement a permis de quantifier l'étendue et la forme des régions cisailée et rigide mobile autour des plaques. De cette analyse cinématique, il ressort que l'étendue de la région cisailée est globalement uniforme le long de chaque plaque ; cette étendue est plus grande dans le cas de la plaque adhérente. En outre, les profils de vitesse ont révélé la dissymétrie de l'écoulement indépendamment des propriétés tribologiques. De plus, les contraintes de cisaillement à la paroi issues des mesures de force de traînée et les vitesses de glissement fournies par l'analyse cinématique ont confirmé la loi de glissement issue des mesures rhéométriques. Ainsi, l'écoulement autour d'une plaque plane pourrait servir de technique de mesure pour estimer les contraintes seuil en volume et en glissement.

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans AIChE J. 11/2015.

Chapitre 7 : Simulation numérique de l'écoulement d'un fluide élasto-viscoplastique autour d'une plaque plane

7.1 Introduction

Les fluides à seuil interviennent dans de nombreux procédés industriels pour répondre à des besoins bien spécifiques. La plupart présentent un comportement solide élastique en dessous du seuil de contrainte et s'écoulent au-delà. Ce comportement élasto-viscoplastique peut fortement impacter leurs écoulements autour d'obstacles. Les études relatives à ce sujet sont beaucoup plus expérimentales que numériques. Le faible nombre d'études numériques s'explique par la difficulté à modéliser le comportement des matériaux élasto-viscoplastiques. La transition solide-liquide de ces matériaux, souvent décrite par un critère de Von-Mises sur les contraintes, conduit à une discontinuité difficile à décrire numériquement. Pour pallier cette discontinuité, les études numériques menées utilisent des modèles viscoplastiques dans lesquels la transition solide-liquide est régularisée. Les modèles régularisés les plus courants sont le modèle de Papanastasiou [28] et le modèle bi-visqueux [29]. Ces modèles remplacent le comportement sous le seuil par un comportement fortement visqueux. Si la régularisation facilite les calculs, elle ne rend toutefois pas compte du comportement élasto-viscoplastique du matériau. Aussi, elle ne permet pas de comprendre l'interaction entre l'écoulement, la consistance et l'élasticité du fluide. Pour mieux décrire le comportement des matériaux élasto-viscoplastiques, des modèles plus sophistiqués ont été proposés par Dimitriou et al. [25] et Saramito [100]. Les premiers auteurs ont en particulier proposé un modèle de Herschel-Bulkley élastique (EHB) permettant de décrire le comportement du gel de Carbopol. Ce modèle repose sur une décomposition de la déformation en une composante plastique et en une composante élastique prise en compte aussi bien en dessous qu'au-dessus du seuil de contrainte.

La présente étude s'intéresse à la simulation numérique de l'écoulement d'un fluide à seuil décrit par un modèle élasto-viscoplastique autour d'une plaque plane aux parois adhérentes. Ce sujet a déjà été traité expérimentalement [96-98, chap. 6]. Ces études expérimentales ont analysé la force de traînée et les champs de vitesse générés par l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque. Elles ont montré le caractère non-symétrique de l'écoulement. Par ailleurs, ce sujet a également été analysé théoriquement et numériquement. A l'aide d'un modèle de Bingham, Oldroyd [43, 44] montre qu'aux grands nombres d'Oldroyd, le fluide est rigide partout sauf dans une fine couche où coexistent aussi bien les effets visqueux que les effets

plastiques. Ses résultats ont toutefois été remis en question par les études analytiques de Piau [80] et Piau et Debiante [81] où le matériau est décrit par un modèle viscoplastique. Piau et Debiante [81] observent une couche limite en forme de lentille dont l'épaisseur à mi-longueur de la plaque augmente avec la longueur de la plaque et la vitesse d'écoulement. Récemment, Ferreira et al. [99] se sont intéressés à la simulation numérique de l'écoulement non inertiel d'un matériau élasto-viscoplastique autour d'une lame. Leur simulation a été menée avec le modèle élasto-viscoplastique proposé par de Souza Mendes et Dutra [101]. Les équations de Stokes y sont résolues par un code à éléments finis reposant sur la méthode des moindres carrés de Galerkin qui utilise une combinaison d'interpolations Lagrangiennes bilinéaires. Ferreira et al. ont particulièrement analysé la forme des régions cisailée et non cisailée autour de la lame. Ils observent que l'élasticité modifie la forme de ces régions et que l'étendue de la région non cisailée diminue quand la vitesse d'écoulement augmente.

Dans cette étude, l'écoulement considéré est lent et à vitesse constante. Cette vitesse est choisie de telle sorte que les effets inertiels peuvent être négligés devant les effets visqueux eux-mêmes relativement faibles par rapport aux effets plastiques. La simulation est menée avec un code reposant sur la Méthode des Eléments Finis avec Points d'Intégration Lagrangiens (MEFPIL). Le comportement du matériau est décrit par un modèle élasto-viscoplastique représentant le comportement réel du fluide mis en jeu dans les études expérimentales. Après une présentation de la méthode numérique, l'approche utilisée est décrite. Les résultats numériques sont ensuite analysés à la lumière des résultats expérimentaux du chapitre précédent. Enfin, une étude paramétrique est menée afin d'analyser l'influence de la contrainte seuil et de l'élasticité sur les champs de vitesse.

7.2 Description de la MEFPIL

La méthode des éléments finis avec points d'intégration Lagrangiens (MEFPIL) a été proposée par Moresi et Solomatov [102]. Elle fait partie des méthodes "Particle-in-cell" pour lesquelles l'intégration numérique est effectuée à chaque configuration de manière à obtenir les propriétés des éléments finis du schéma d'intégration Gaussien. La MEFPIL est une méthode hybride qui couple une approche Eulérienne et une approche Lagrangienne. L'approche Eulérienne est utilisée pour les points de calculs du maillage et l'approche Lagrangienne utilise un ensemble de points matériels comme points d'intégration. Les points de calculs sont un ensemble de nœuds fixes dans l'espace, connectés par un maillage d'éléments finis. Les points matériels transportent les propriétés du matériau et les variables d'histoire du maillage. Le matériau et les

points de calculs sont formellement séparés. Pour les coupler, les propriétés des particules sont couplées au maillage à travers une quadrature d'éléments non standards dans laquelle les particules qui se trouvent dans chaque élément servent de points d'intégration. Les vitesses sont interpolées aux nœuds des points matériels qui se déplacent à travers le maillage fixe vers une nouvelle configuration. A la fin de chaque étape de calculs, la nouvelle position des points matériels et les variables d'histoire sont obtenues à partir de l'interpolation par éléments finis des valeurs nodales. Le caractère fixe du maillage permet de s'affranchir des problèmes de diffusion numérique pouvant notamment apparaître dans la modélisation des interactions entre matériaux. Pour l'analyse, les équations du mouvement sont discrétisées dans l'espace et dans le temps. La discrétisation temporelle est effectuée avec un pas de temps élastique qui permet de capturer toutes les variations des contraintes élastiques. Ce pas peut être différent du pas de temps d'advection choisi pour actualiser la position des particules. Les conditions limites sont directement imposées aux inconnues et appartiennent aux nœuds du maillage.

La MEFPIIL a déjà été utilisée en géotechnique pour l'écoulement du béton et l'étude des glissements de terrain [103-107]. Elle est capable d'analyser les phénomènes de grandes déformations, les problèmes d'interfaces matérielles et à surface libre. Elle est également capable de prédire la taille des zones cisailées et les paramètres rhéométriques d'un matériau. Divers modèles de comportements peuvent y être implémentés. Pour cette étude, le modèle élasto-viscoplastique implémenté est le modèle de Herschel-Bulkley élastique tridimensionnel. Dans celui-ci, le comportement du matériau est élastique en dessous du seuil de contrainte et viscoplastique au-dessus du seuil. Les propriétés de l'écoulement peuvent donc être analysées en dessous du seuil de contrainte.

7.3 Modélisation numérique

Les équations (7.1), (7.2) et (7.3) fournissent les équations du modèle de Herschel-Bulkley élastique implémenté dans le code de calcul. Dans l'équation (7.1), le tenseur des taux de déformation $\underline{\underline{D}}$ est décomposé en une partie visqueuse $\underline{\underline{D}}_V$ et une partie élastique $\underline{\underline{D}}_e$. Le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\tau}}$ obéit à l'équation de Maxwell fournie par l'équation (7.1). Au-dessus du seuil de contrainte, il est défini comme le produit du tenseur des taux de déformation visqueuse $\underline{\underline{D}}_V$ par une viscosité apparente η' . Cette viscosité dépend de l'indice de rhéofluidification n , de la consistance K , du seuil τ_0 et du second invariant du tenseur des taux de déformation visqueuse D_{vII} .

$$\begin{cases} \frac{\dot{\tau}_{ij}}{2G} + \frac{\tau_{ij}}{2\eta'} = D_{ij} = D_{vij} + D_{eij} \\ \tau_{ij} = \left[\frac{\tau_0}{2D_{vII}} + K(2D_{vII})^{n-1} \right] D_{vij} = 2\eta' D_{vij} \quad \text{si } |\tau| \geq \tau_0 \\ D_{vII} = \left[\frac{1}{2} (D_{11}^2 + D_{22}^2 + 2 * D_{12}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (7.1, 7.2, 7.3)$$

Les équations de Stokes résolues sont fournies par les équations (7.4) et (7.5). Les termes f_{ext} , p et v représentent respectivement les forces extérieures, la pression et le champ de vitesse. Les notations X_i et $X_{,i}$ désignent respectivement la composante et la dérivée spatiale suivant la direction i du champ X .

$$\begin{cases} (f_{ext})_i + \tau_{ij,j} - p_{,i} = 0 \\ v_{i,j} = 0 \end{cases} \quad (7.4, 7.5)$$

Pour résoudre l'équation (7.1), le terme $\dot{\tau}_{ij}$ est discrétisé par le pas de temps élastique Δte selon l'équation (7.6). Dans cette équation, le terme W_{ij} désigne le tenseur de rotation qui représente la partie antisymétrique du tenseur de déformation.

$$\dot{\tau}_{ij}^{t+\Delta te} = \frac{\tau_{ij}^{t+\Delta te} - \tau_{ij}^t}{\Delta te} + \tau_{ij}^t * W_{ij}^t - W_{ij}^t * \tau_{ij}^t \quad (7.6)$$

En injectant l'équation (7.6) dans l'équation (7.2), le modèle de Herschel-Bulkley élastique implémenté devient :

$$\begin{cases} \tau_{ij}^{t+\Delta te} = \eta_{eff} \left[2 * D_{ij}^{t+\Delta te} + \frac{\tau_{ij}^t}{G\Delta te} + \tau_{ij}^{t+\Delta te} + \frac{\tau_{ij}^t * W_{ij}^t - W_{ij}^t * \tau_{ij}^t}{G} \right] \\ \eta_{eff} = \eta' \frac{G * \Delta te}{G * \Delta te + \eta'} \end{cases} \quad (7.7, 7.8)$$

Où η_{eff} représente la viscosité effective du matériau. L'équation (7.4) discrétisée spatialement et l'équation (7.7) conduisent aux équations (7.9) et (7.10) résolues dans le code.

$$\begin{cases} (f_{ext})_i + 2\eta_{eff} D_{ij}^{t+\Delta te} + (f_e)_i - p_{,i} = 0 \\ (f_e)_i = \eta_{eff} \left[\frac{\tau_{ij}^t}{G\Delta te} + \frac{\tau_{ij,j}^t * W_{ij,j}^t - W_{ij,j}^t * \tau_{ij,j}^t}{G} \right] \end{cases} \quad (7.9, 7.10)$$

Pour chaque incrément, le précédent système d'équations est résolu itérativement jusqu'à ce qu'un critère de stabilité sur la solution soit obtenu. A l'itération $k + 1$, ce critère est défini par la relation (7.11) où ε désigne la précision de calcul souhaitée.

$$\frac{\sum_i (v_i^{(k+1)} - v_i^{(k)})^2}{\sum_i (v_i^{(k+1)})^2} \leq \varepsilon \quad (7.11)$$

Le problème traité dans cette étude est bidimensionnel. Le domaine entier fait $l = 0.3$ m de long sur $2h = 0.2$ m de large. La plaque a une longueur $2a = 0.1$ m, une épaisseur nulle et des parois adhérentes. Elle est fixe au sein de l'écoulement et est située à $r = 0$ entre $z = 0.1$ m et $z = 0.2$ m. Le profil de vitesse est uniforme en entrée et en sortie avec une vitesse notée U_0 . Par symétrie suivant l'axe z , seule la moitié du domaine (cf. figure 7.1) est étudiée. La demi-longueur de la plaque a et la vitesse U_0 servent d'échelle de longueur et d'échelle de vitesse.

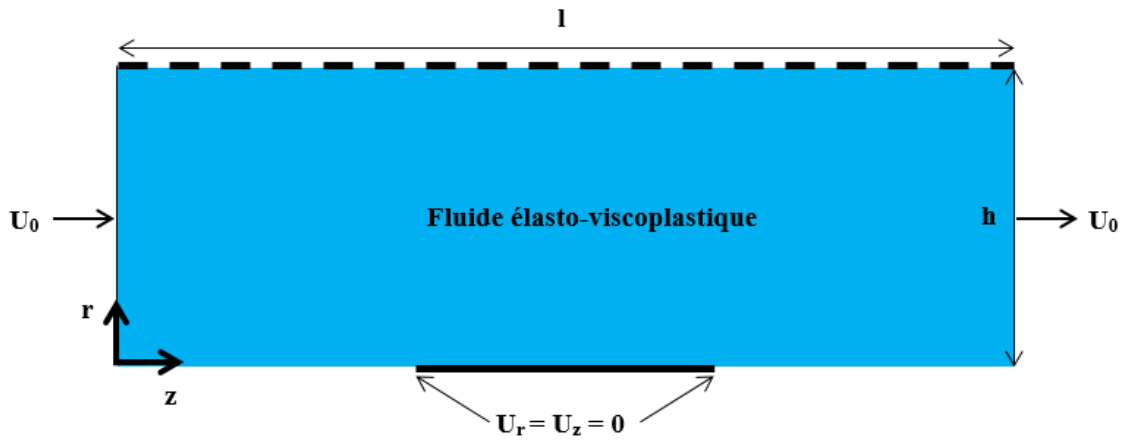


Figure 7.1 : Problème étudié et notations.

Les calculs sont menés avec un maillage régulier comptant 97 éléments suivant z et 33 éléments suivant r . Le pas de temps élastique choisi est de 10^{-1} s et la précision de calcul souhaitée est de 10^{-5} . Les paramètres adimensionnels clés sont le nombre d'Oldroyd et le nombre d'élasticité Υ défini dans l'équation (7.13) comme le rapport entre les effets élastiques et les effets visqueux.

$$\begin{cases} Od = \frac{\tau_0}{K(\frac{U_0}{a})^n} \\ \Upsilon = \frac{G}{K(\frac{U_0}{a})^n} \end{cases} \quad (7.12, 7.13)$$

7.4 Résultats et discussions

7.4.1 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Cette section compare les résultats numériques aux résultats expérimentaux du chapitre 6. Elle s'intéresse aux profils de vitesse au bord d'attaque, à mi-longueur et au bord de fuite de la plaque ainsi qu'au coefficient de traînée. L'analyse est menée avec le matériau M2 du tableau

7.1 utilisé pour l'analyse cinématique du chapitre 6. Les propriétés de ce matériau sont : $\tau_0 = 131$ Pa, $K = 39$ Pa.sⁿ, $n = 0.32$ et $G = 620$ Pa. L'étude est effectuée à $U_0 = 150$ $\mu\text{m.s}^{-1}$, i.e. à $Od = 21$ et à $Y = 102$.

7.4.1.1 Etude cinématique

La figure 7.2 montre les profils numériques et expérimentaux de la vitesse axiale adimensionnée à mi-longueur de la plaque en fonction de r^* . Les profils numériques sont fournis pour plusieurs incréments N . Chaque profil est obtenu en moyennant 10 profils de vitesse espacés de 10 incréments afin de réduire les fluctuations liées à chaque incrément. Les profils numériques se superposent assez bien à partir de $N = 500$. Ainsi, le régime d'écoulement permanent est atteint pour le cas considéré à partir du 500^e incrément.

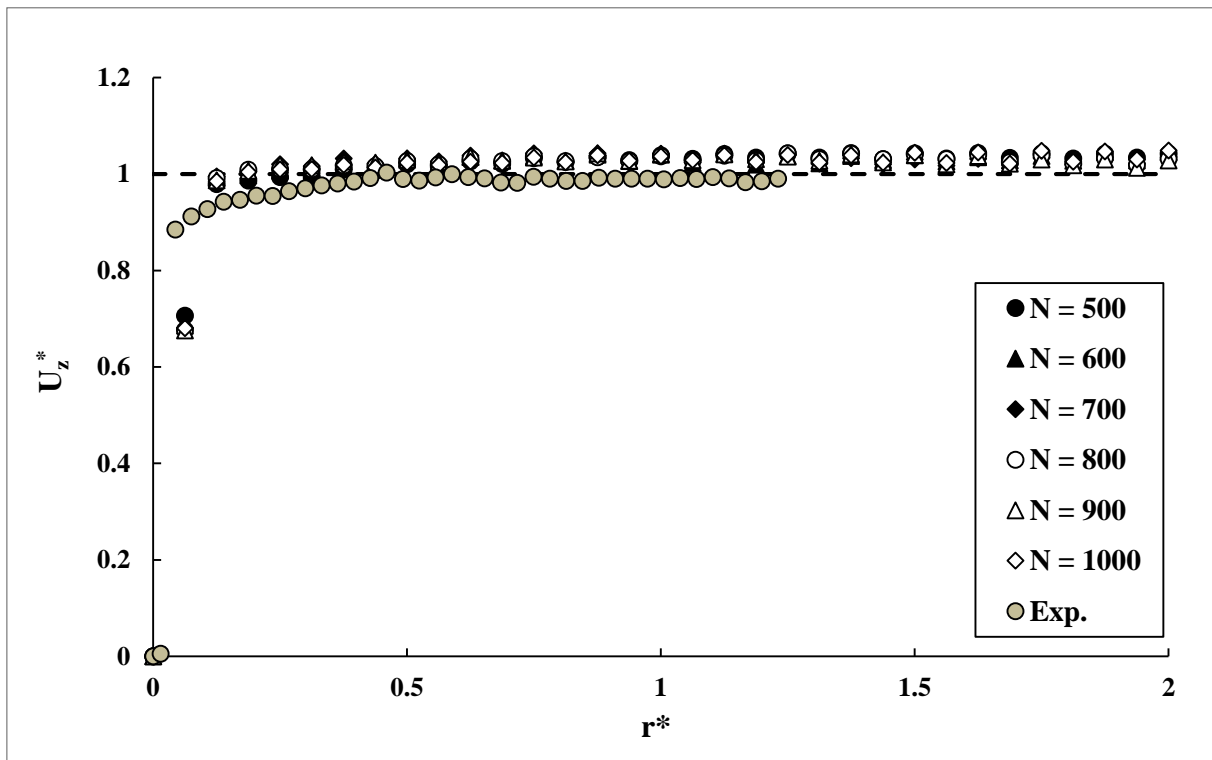


Figure 7.2 : Profils de vitesse axiale adimensionnée à mi-longueur de la plaque en fonction de r^* . $Od = 21$, $Y = 102$.

Les profils numériques à mi-longueur de la plaque sont globalement en accord avec le profil expérimental. Leur pente au voisinage de la plaque est de l'ordre de 0.02 s⁻¹ et celle du profil expérimental est d'environ 0.06 s⁻¹. L'accord entre les profils numériques et expérimentaux s'observe également au bord d'attaque (i.e. en $z = 0.1$ m) et au bord de fuite (i.e. en $z = 0.2$ m) de la plaque (cf. figure 7.3 où les profils numériques sont moyennés sur 10 profils espacés de

10 incréments). Toutefois, le profil numérique au bord de fuite présente d'assez fortes fluctuations au voisinage de la plaque. Ces fluctuations sont dues aux forts gradients de vitesse dans cette zone d'écoulement. En outre, les profils numériques aux bords d'attaque et de fuite ne sont pas symétriques tout comme les profils expérimentaux. Cette dissymétrie est due à l'élasticité du fluide. Elle n'a pas été observée par Piau et Debiane [81] qui prédisent une couche limite symétrique en forme de lentille autour de la plaque. Les couches limites ou zones cisillées numérique et expérimentale ont globalement la même épaisseur. Avec un critère de $0.99U_0$, cette épaisseur est de l'ordre de 9.5 mm pour l'étude numérique. Ce qui est assez proche de l'épaisseur de 10 mm obtenue expérimentalement. A $Od = 21$, l'équation (6.5) de Piau et Debiane [81] fournit une épaisseur de couche limite de 5 mm ; deux fois inférieure à celles obtenues numériquement et expérimentalement. La différence s'explique par le fait que Piau et Debiane décrivent le matériau par un modèle viscoplastique qui ne prend pas en compte le caractère élastique du matériau.

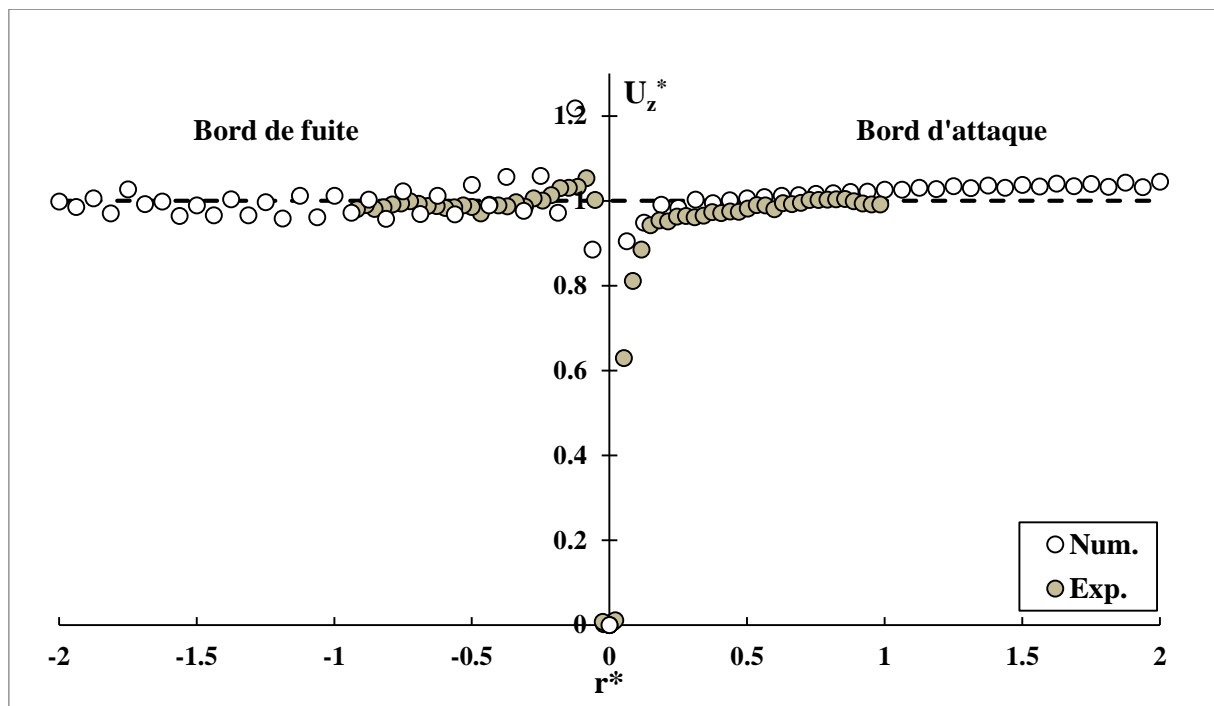


Figure 7.3 : Profils de vitesse axiale adimensionnée aux bords d'attaque et de fuite en fonction de r^* .
 $Od = 21$, $Y = 102$.

7.4.1.2 Coefficient de traînée

Le coefficient de traînée a été déterminé à partir de la contrainte à la paroi générée par l'écoulement du matériau autour de la plaque. La figure 7.4 fournit l'évolution de la contrainte pariétale adimensionnée : $\tau_p^* = \frac{\tau_p}{\tau_0}$. Cette contrainte pariétale adimensionnée est globalement

constante le long de la plaque et vaut environ 1.1 sauf aux bords d'attaque et de fuite où les contraintes observées sont plus faibles. Tout comme les profils de vitesse, l'évolution de τ_p^* n'est pas symétrique en raison du caractère élastique du matériau. La contrainte pariétale adimensionnée moyenne vaut 1.08 ; ce qui correspond à une contrainte pariétale moyenne de 141.5 Pa. La traînée totale s'exerçant sur la plaque par unité de largeur peut être estimée en multipliant la contrainte pariétale moyenne par la longueur de la plaque. Le coefficient de traînée résultant, obtenu en divisant la force de traînée par le produit du seuil et de la longueur de la plaque, vaut 1.08. Il est assez proche du coefficient de traînée mesuré expérimentalement : 1.11 à $Od = 21$ (cf. figure 6.4). L'écart entre ces deux valeurs est de 3%. Ce qui est satisfaisant.

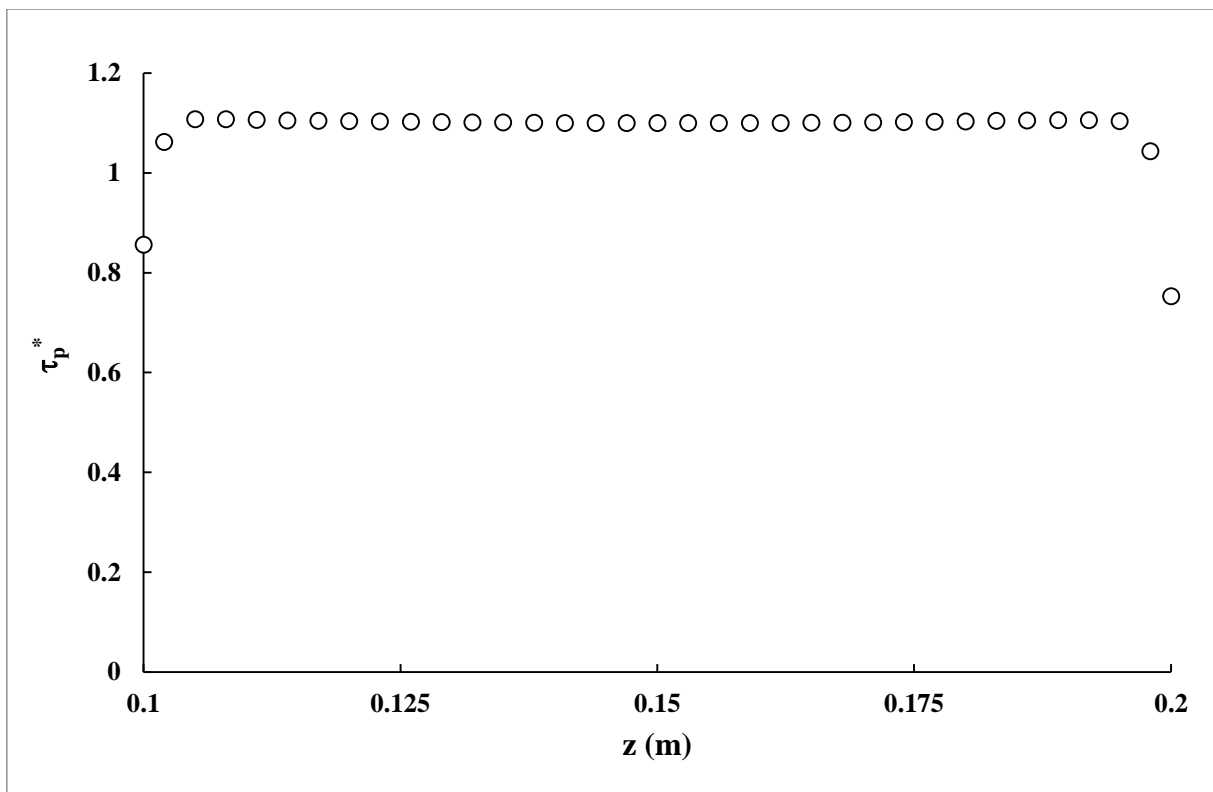


Figure 7.4 : Evolution le long de la plaque de la contrainte pariétale numérique adimensionnée par la contrainte seuil. $Od = 21$, $\Upsilon = 102$.

Cette étude préliminaire montre le bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. Ainsi, la simulation numérique effectuée avec le code de calculs permet de décrire l'écoulement d'un fluide élasto-viscoplastique tel que le gel de Carbopol autour d'obstacles.

7.4.2 Etude paramétrique

Cette section analyse l'influence du nombre d'Oldroyd et du nombre d'élasticité sur les régions d'écoulement à $U_0 = 150 \mu\text{m.s}^{-1}$. L'influence du nombre d'Oldroyd est analysée avec les matériaux M1, M2 et M3 et celle du nombre d'élasticité est analysée avec les matériaux M2, M4 et M5. Les propriétés rhéologiques de ces matériaux sont fournies dans le tableau 7.1.

7.4.2.1 Influence du nombre d'Oldroyd à Y constant

Les figures 7.5 et 7.6 représentent respectivement les profils de vitesse axiale adimensionnée à mi-longueur et aux bords d'attaque et de fuite de la plaque. Elles mettent en évidence la faible influence du nombre d'Oldroyd sur les profils de vitesse dans la gamme de nombre d'Oldroyd considérée comme trouvé expérimentalement. Toutefois, les profils au bord de fuite présentent un pic de vitesse qui est d'autant plus élevé que le nombre d'Oldroyd est grand.

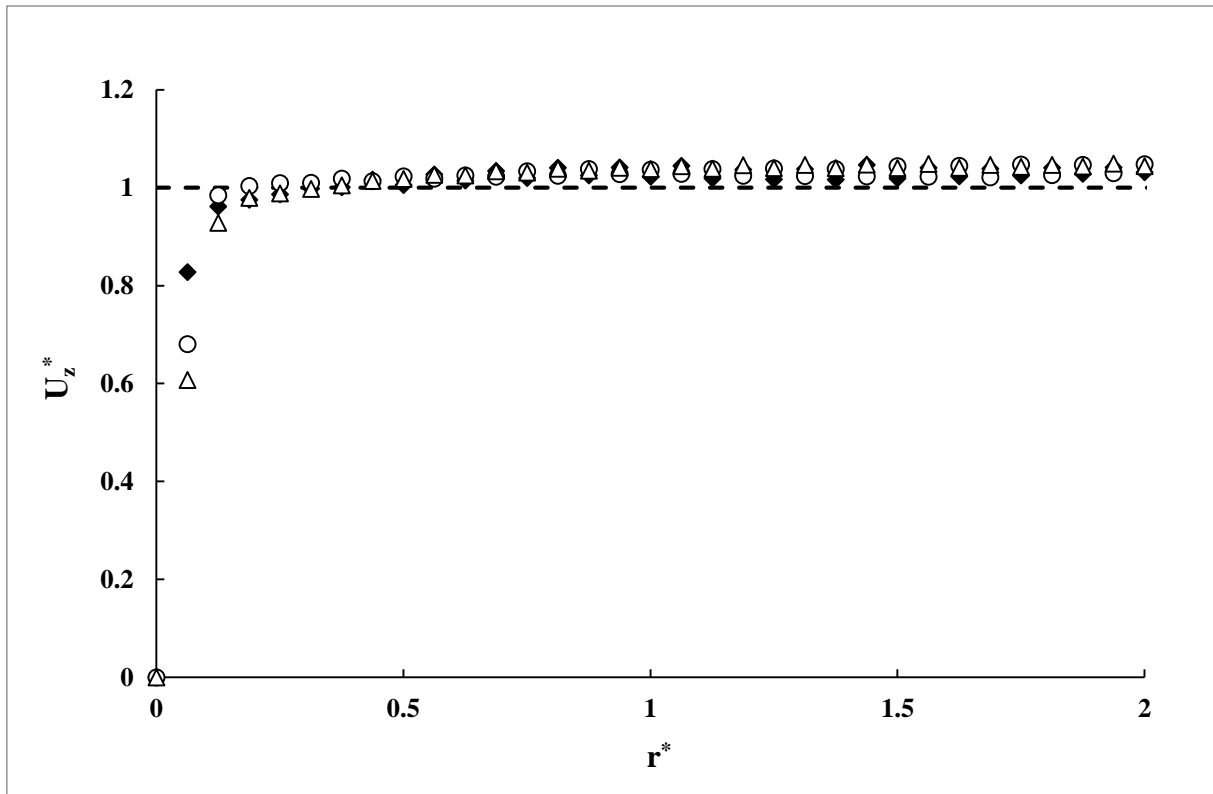
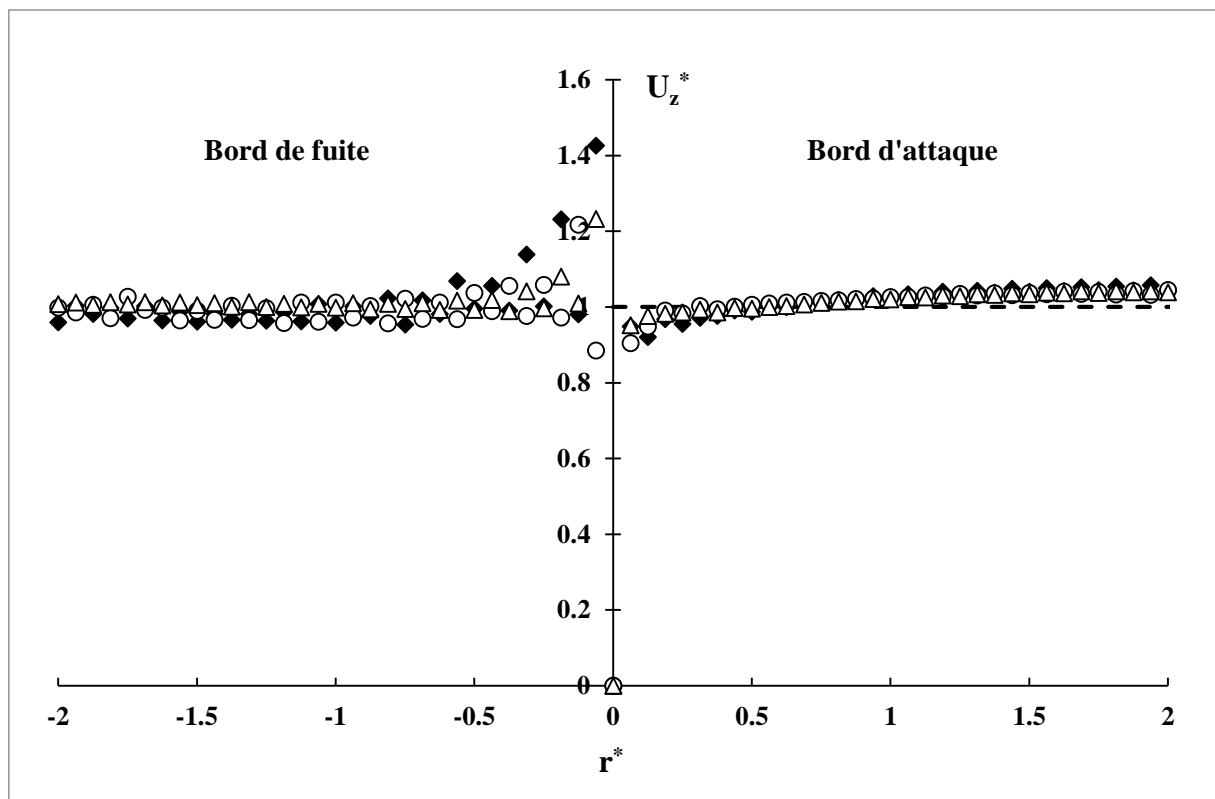


Figure 7.5 : Profils de vitesse axiale adimensionnée à mi-longueur de la plaque en fonction de r^* à $Y = 102$. $Od = 32$ (losanges), $Od = 21$ (cercles) et $Od = 13$ (triangles).

Matériaux	τ_0 (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n	G (Pa)	Od	Υ
M1	80	39	0.32	620	13	102
M2	131	39	0.32	620	21	102
M3	200	39	0.32	620	32	102
M4	131	39	0.32	310	21	51
M5	131	39	0.32	1240	21	204

Tableau 7.1 : Propriétés rhéologiques des matériaux et paramètres adimensionnels.

Figure 7.6 : Profils de vitesse axiale adimensionnée aux bords d'attaque et de fuite en fonction de r^* à $\Upsilon = 102$. $Od = 32$ (losanges), $Od = 21$ (cercles) et $Od = 13$ (triangles).

Pour approfondir l'influence du nombre d'Oldroyd sur les régions d'écoulement, les champs du second invariant du tenseur des taux de déformation sont fournis sur la figure 7.7. Les gradients de vitesse observés sur ces champs sont plus importants le long de la plaque et diminuent progressivement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la plaque, jusqu'à des valeurs quasi-nulles dans la zone rigide mobile en cyan. Par ailleurs, les gradients de vitesse le long de la plaque sont d'autant plus importants que le nombre d'Oldroyd est grand. Ils sont

inférieurs à 0.019 s^{-1} sauf au voisinage des bords d'attaque et de fuite à $Od = 13$ et $Od = 21$. A $Od = 32$, ils sont supérieurs à 0.019 s^{-1} tout le long de la plaque.

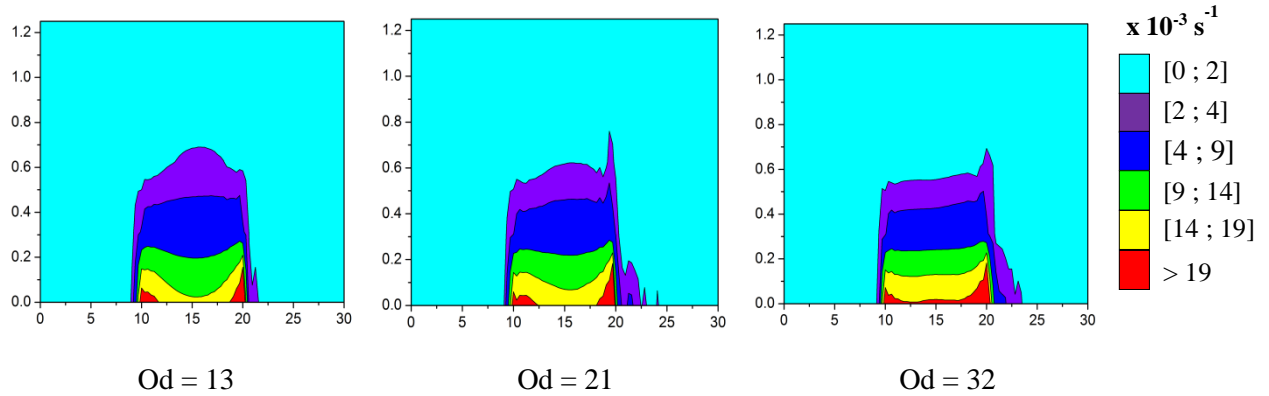


Figure 7.7 : Champs du second invariant du tenseur des taux de déformation en fonction du nombre d'Oldroyd à $Y = 102$. Les graduations en abscisses (z) et en ordonnées (r) sont fournies en mm.

En définissant la limite entre la région cisailée et la région rigide mobile par le critère : $D_{II} \geq 0.002 \text{ s}^{-1}$, la région cisailée est légèrement plus étendue à $Od = 13$. Cette région tend à diminuer quand le nombre d'Oldroyd augmente, i.e. quand le seuil du matériau augmente.

7.4.2.2 Influence du nombre d'élasticité à Od constant

La figure 7.8 analyse l'influence du nombre d'élasticité sur les champs du second invariant du tenseur des taux de déformation. Les gradients de vitesse observés sont plus importants le long de la plaque. Ils diminuent progressivement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la plaque jusque dans la zone rigide mobile en cyan où ils sont quasi-nuls. Les gradients de vitesse le long de la plaque sont d'autant plus importants que le nombre d'élasticité est grand, i.e. quand le matériau est beaucoup plus rigide. Ils sont globalement inférieurs à 0.014 s^{-1} sauf au voisinage des bords d'attaque et de fuite à $Y = 51$. A $Y = 102$ et $Y = 204$, ils sont supérieurs à 0.014 s^{-1} tout le long de la plaque. Avec le critère de $D_{II} \geq 0.002 \text{ s}^{-1}$ choisi pour définir la limite entre la région cisailée et la région rigide mobile, la région cisailée est plus étendue à $Y = 51$. Ainsi, une augmentation du nombre d'élasticité tend à diminuer la région cisailée comme observé par Ferreira et al. [99].

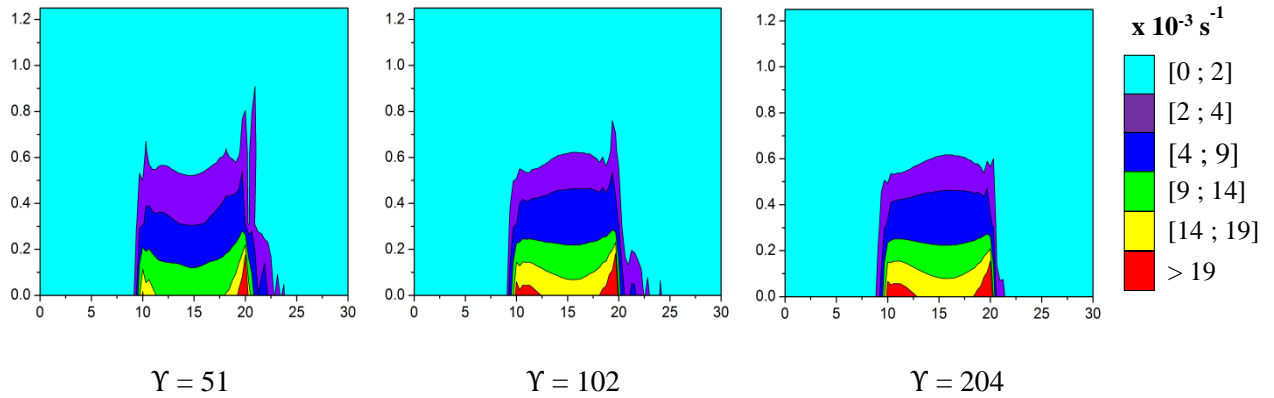


Figure 7.8 : Champs du second invariant du tenseur des taux de déformation en fonction du nombre d'élasticité à $Od = 21$. Les graduations en abscisses (z) et en ordonnées (r) sont fournies en mm.

7.5 Conclusion

Cette simulation numérique s'est intéressée à l'écoulement quasi-statique d'un fluide élasto-viscoplastique autour d'une plaque plane. Elle a été effectuée avec un modèle de Herschel-Bulkley élastique implémenté dans un code à éléments finis avec points d'intégration Lagrangiens. Les résultats numériques ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus pour l'écoulement d'un fluide à seuil modèle, le gel de Carbopol. L'étude comparative a montré un bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. Une étude paramétrique a ensuite été menée afin d'analyser l'influence du seuil de contrainte et de l'élasticité sur les champs de vitesse. Il en ressort qu'une augmentation du seuil de contrainte tend à diminuer l'étendue de la zone cisailée. De même, une augmentation du module de cisaillement élastique tend à diminuer l'épaisseur de la zone cisailée. L'étude a également mis en évidence la dissymétrie amont/aval de l'écoulement comme observé expérimentalement.

Conclusions générales et perspectives

Cette étude s'est intéressée à l'écoulement en régime permanent d'un fluide à seuil autour d'obstacles. Les fluides à seuil interviennent dans de nombreux procédés industriels et dans les écoulements géophysiques. Ils ont la particularité d'avoir un comportement visqueux au-dessus du seuil de contrainte et un comportement solide élastique en dessous. Ainsi, comprendre leurs comportements en écoulement notamment en présence d'objets revêt un intérêt majeur pour l'optimisation des procédés et l'élaboration de nouveaux produits. Cette thèse s'est inscrite dans cette optique. Elle a analysé l'influence du nombre d'Oldroyd et des conditions interfaciales : glissement ou adhérence, sur la force de traînée et les champs cinématiques générés par l'écoulement faiblement inertiel d'un fluide à seuil modèle autour d'obstacles. Ce fluide à seuil, le gel de Carbopol, est largement utilisé en rhéologie et en mécanique de fluides complexes notamment pour sa transparence et surtout pour sa microstructure bien identifiée qui éclaire son comportement élasto-viscoplastique non-thixotrope et stable dans le temps. Ses propriétés rhéologiques ont été finement caractérisées par des mesures en mode écoulement et en mode dynamique dans lesquelles l'influence des conditions interfaciales a été minutieusement analysée. Les lois de comportement résultant de ces mesures ont été utilisées pour l'analyse des propriétés de l'écoulement. Plusieurs géométries couramment rencontrées dans les procédés industriels ont été considérées avec des propriétés de surface contrôlées. Ce sont le disque, le cône, la sphère et la plaque plane. L'écoulement du fluide autour de ces obstacles a été analysé expérimentalement et numériquement dans le cas de la plaque plane.

Les mesures de force de traînée ont permis de définir des critères de stabilité pour chaque obstacle en suspension. Elles ont montré qu'indépendamment de la géométrie et des conditions interfaciales, le coefficient de traînée diminue et tend vers une valeur asymptotique quand le nombre d'Oldroyd augmente. En l'absence de glissement, ce coefficient est compris entre 15 et 9 pour les différentes géométries étudiées excepté dans le cas de la plaque plane où il est compris entre 1.2 et 0.9. La diminution du coefficient de traînée s'explique par une diminution des effets visqueux quand le nombre d'Oldroyd augmente. La valeur asymptotique montre qu'au-delà d'un certain nombre d'Oldroyd, le coefficient de traînée n'est plus gouverné par la vitesse mais dépend uniquement de la contrainte seuil du fluide et de la surface caractéristique de l'obstacle. Des corrélations ont été proposées pour décrire l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre d'Oldroyd. Les critères de stabilité de chaque obstacle ont été calculés à partir du coefficient de traînée asymptotique mesuré. Dans le cas du cône, une

corrélation a été proposée pour modéliser l'évolution du coefficient de traînée asymptotique en fonction de l'angle au sommet. Concernant l'influence des conditions interfaciales, la présence de glissement diminue significativement le coefficient de traînée. Pour la plaque plane, cette diminution a conduit à un ratio entre les coefficients de traînée asymptotiques avec et sans glissement assez proche du ratio des seuils de contrainte avec et sans glissement issus des mesures rhéométriques. Toutefois, ces deux ratios sont différents dans le cas de la sphère pour laquelle les contraintes normales contribuent fortement à la force de traînée totale.

Les champs et profils de vitesse générés par l'écoulement du fluide autour des obstacles ont été visualisés par la PIV. Ils ont permis de caractériser la forme et de quantifier l'étendue des différentes zones d'écoulement : zones cisailées et zones rigides statiques et mobiles. Cette analyse cinématique a tout d'abord mis en évidence la dissymétrie amont/aval de l'écoulement dans le cas du disque adhérent. Cette dissymétrie attribuée à l'élasticité du fluide, s'est traduite par une zone rigide statique et une zone cisailée beaucoup plus étendues à l'amont qu'à l'aval du disque. Elle a également été observée en présence de glissement dans les évolutions de la vitesse axiale et de la vitesse de glissement entre les pôles dans le cas de la sphère. Dans le cas de la plaque plane, elle a aussi été mise en évidence par les profils de vitesse axiale aux bords d'attaque et de fuite. Par ailleurs, l'étude cinématique a révélé la faible influence du nombre d'Oldroyd sur les champs et profils de vitesse dans la gamme des nombres d'Oldroyd considérée. Dans le cas du cône, les épaisseurs de la zone rigide statique amont et de la zone cisailée augmentent avec l'angle au sommet. De plus, l'analyse cinématique a montré la diminution de l'étendue des zones cisailées en présence de glissement aux parois. Si cette diminution est très faible dans le cas de la sphère, elle est beaucoup plus marquée dans le cas de la plaque plane.

Les profils de vitesse ont permis de calculer les contraintes de cisaillement à la paroi et donc de déterminer les forces visqueuses exercées par l'écoulement sur l'obstacle. Ceci a permis de quantifier la contribution des forces de pression dans la force de traînée totale déterminée expérimentalement. Dans le cas de la sphère, les ratios entre les contraintes de cisaillement et les contraintes normales ont montré la prépondérance des forces normales dans la force de traînée totale contrairement au cas des fluides Newtoniens. Par ailleurs, dans le cas de la plaque plane, les lois de glissement issues des mesures de force de traînée et les vitesses de glissement issues de l'analyse cinématique ont confirmé la loi de glissement obtenue à partir des mesures rhéométriques.

L'analyse expérimentale relative à la plaque plane a été complétée par une simulation numérique. Cette simulation a été menée avec le code Ellipsis développé par le Professeur Frédéric Dufour, basé sur la méthode des éléments finis avec points d'intégration Lagrangiens. Le comportement du fluide à seuil est modélisé par une loi élasto-viscoplastique (modèle de Herschel-Bulkley élastique) qui décrit bien le comportement des gels de Carbopol. Les calculs réalisés à un nombre d'Oldroyd donné ont montré un bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. Ils ont également permis d'analyser quantitativement les influences du seuil de contrainte et de l'élasticité sur l'étendue des zones cisailées. Cette analyse quantitative a montré que l'étendue de ces zones tend à diminuer lorsque l'élasticité augmente et lorsque le seuil de contrainte augmente. Ces premiers résultats sont prometteurs et permettent d'envisager de nombreuses perspectives. Tout d'abord, des géométries plus complexes que celle de la plaque plane pourraient être considérées. A court terme, le cas d'une plaque plane disposée perpendiculairement à la direction de l'écoulement pourrait être traité. Cette configuration est intéressante en ce sens qu'elle tend à favoriser la dissymétrie amont/aval de l'écoulement. Les résultats expérimentaux ci-dessus présentés pour les différentes géométries constituent une base de données intéressante pour ces simulations numériques.

Il serait également intéressant d'intégrer dans le modèle numérique, des lois de frottement telles que celles utilisées dans cette étude afin de modéliser l'influence du glissement sur la force de traînée et les champs cinématiques. Le cas du frottement intermédiaire entre l'adhérence et le glissement total serait alors un cas intéressant à considérer dans l'analyse du coefficient de traînée. De plus, il serait intéressant d'intégrer dans le modèle numérique des modèles décrivant plus finement la transition solide-liquide tels que le modèle KH proposé par Dimitriou et al. [25] et des modèles permettant de décrire la thixotropie tels que le modèle de Houska dans le cas des matériaux thixotropes.

Cette étude s'est intéressée aux écoulements quasi-statiques. Aussi, la simulation numérique pourrait-elle permettre d'explorer le domaine des nombres d'Oldroyd plus faibles dans lequel les effets visqueux commencent à jouer un rôle. Elle pourrait également permettre d'analyser l'influence de la rhéofluidification.

Les résultats de cette étude permettent de proposer des alternatives aux mesures de rhéométrie pour estimer les contraintes seuil avec et sans glissement d'un fluide à seuil non-thixotrope à partir de mesures de force de traînée. Aussi, serait-il intéressant d'élargir l'étude expérimentale à d'autres types de fluides non nécessairement transparents et de s'intéresser également aux

fluides thixotropes. Enfin, nous avons particulièrement analysé la composante plastique du coefficient de traînée qui définit la stabilité d'un objet en suspension. Il serait également intéressant d'analyser la composante visqueuse de ce coefficient...

Bibliographie

- [1] H.A. Barnes, Thixotropy - a review, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1997 ; 70 (1) : 1-33.
- [2] J. Mewis, N.J. Wagner, Thixotropy, *Adv. Colloid Interface Sci.* 2009 ; 147-148 : 214-227.
- [3] F. Pignon, A. Magnin, J.-M. Piau, Thixotropic behavior of clay dispersions : combinations of scattering and rheometric techniques, *J. Rheol.* 1998 ; 42 : 1349-1373.
- [4] K. Dullaert, Constitutive equations for thixotropic dispersions, Ph.D thesis, Katholieke Univ. of Leuven, 2005.
- [5] N.J. Balmforth, I.A. Frigaard, G. Ovarlez, Yielding to Stress : Recent Developments in Viscoplastic Fluid Mechanics, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2013 ; 46 (1) : 121-146.
- [6] C.W. Macosko, *Rheology : Principles, Measurements and Applications*, Wiley-VCH, New York, 1994.
- [7] J.-M. Piau, Carbopol gels : elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges. Meso- and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2007 ; 144 : 1-29.
- [8] S.T. Milner, Relating the shear-thinning curve to the molecular weight distribution in linear polymer melts, *J. Rheol.* 1996 ; 40 (2) : 303-315.
- [9] W.P. Cox, E.H. Merz, Correlation of dynamic and steady flow viscosities, *J. Polym. Sci.* 1958 ; 28 (118) : 619-622.
- [10] G. Marrucci, G. Ianniruberto, *Proc. of the Royal Society - Unilever - Indo/UK Forum on the Dynamics of Complex Fluids*, Cambridge, UK, June 1996.
- [11] H.M. Laun, Prediction of Elastic Strains of Polymer Melts in Shear and Elongation, *J. Rheol.* 1986 ; 30 (3) : 459-501.
- [12] T.S.R. Al-Hadithi, H.A. Barnes, K. Walters, The relationship between the linear (oscillatory) and nonlinear (steady-state) flow properties of a series of polymer and colloidal systems, *Colloid. Polym. Sci.* 1992 ; 270 (1) : 40-46.
- [13] A. Magnin, J.-M. Piau, Cone and plate rheometry of yield stress fluids, Study of an aqueous gel, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1990 ; 36 : 85-108.
- [14] S.P. Meeker, R.T. Bonnecaze, M. Cloitre, Slip and flow in soft particle pastes, *Phys. Rev. Lett.* 2004 ; 92 (19) : 198302 (1-4).
- [15] P. Ballesta, R. Besseling, L. Isa, G. Petekidis, W. C. K. Poon, Slip and Flow of Hard-Sphere Colloidal Glasses, *Phys. Rev. Lett.* 2008 ; 101 (25) : 258301 (1-4).

-
- [16] J.R. Seth, M. Cloitre, R.T. Bonnecaze, Influence of short-range forces on wall-slip in micro-gel pastes, *J. Rheol.* 2008 ; 52 : 1241-1268.
- [17] T. Gibaud, C. Barentin, N. Taberlet, S. Manneville, Shear-induced fragmentation of laponite suspensions, *Soft Matter* 2009 ; 5 (16) : 3026-3037.
- [18] E. Mitsoulis, Flows of viscoplastic materials : models and computations, *Rheol. Rev.* 2007 ; 135 : 135-178.
- [19] R.B. Bird, G.C. Dai, B.J. Yaruso, The rheology and flow of viscoplastic materials, *Rev. Chem. Eng.* 1983 ; 1 : 1-70.
- [20] P. Coussot, L. Tocquer, C. Lanos, G. Ovarlez, Macroscopic vs. local rheology of yield stress fluids, *J. Non Newtonian Fluid Mech.* 2009 ; 158 (1-3) : 85-90.
- [21] B.F. Goodrich Literature, Cleveland, 1997.
- [22] A. Magnin, J.-M. Piau, Shear rheometry of fluids with a yield stress, *J. Non Newtonian Fluid Mech.* 1987 ; 23 : 91-106.
- [23] R.J. Ketz Jr., R.K. Prud'homme, W.W. Graessley, Rheology of concentrated microgel solutions, *Rheol. Acta*, 1988 ; 27 (5) : 531-539.
- [24] G.P. Roberts, H.A. Barnes, New measurements of the flow-curves for Carbopol dispersions without slip artefacts, *Rheol. Acta* 2001 ; 40 (5) : 499-503.
- [25] C.J. Dimitriou, R.H. Ewoldt, G.H. McKinley, Describing and prescribing the constitutive response of yield stress fluids using large amplitude oscillatory shear stress (LAOStress), *J. Rheol.* 2013 ; 57 (1) : 27-70.
- [26] R. Höhler, S. Cohen-Addad, V. Labiausse, Constitutive equation to describe the nonlinear elastic response of aqueous foams and concentrated emulsions, *J. Rheol.* 2004 ; 48 : 679-690.
- [27] V. Labiausse, R. Höhler, S. Cohen-Addad, Shear induced normal stress differences in aqueous foams, *J. Rheol.* 2007 ; 51 : 479-492.
- [28] T.C. Papanastasiou, Flow of materials with yield-stress, *J. Rheol.* 1987 ; 31 : 385-404.
- [29] R.I. Tanner, J.F. Milthorpe, Numerical simulation of the flow of fluids with yield stress, *Num. Meth. Lam. Turb. Flow*, Eds. C. Taylor, J.A. Johnson, W.R. Smith, *Proc. 3rd Int. Conf.*, Seattle, Pineridge Press, Swansea 1983 ; 680-690.
- [30] J.O. Carnali, M.S. Naser, The use of dilute solution viscometry to characterize the network properties of Carbopol microgels, *Colloid. Polym. Sci.* 1992 ; 270 (2) : 183-193.
- [31] J.Y. Kim, J.Y. Song, E.J. Lee, S.K. Park, Rheological properties and microstructures of Carbopol gel network system, *Colloid. Polym. Sci.* 2003 ; 281 : 614-623.

- [32] F.K. Oppong, L. Rubatat, B.J. Frisken, A.E. Bailey, J.R. de Bruyn, Microrheology and structure of a yield-stress polymer gel, *Phys. Rev. E Stat Nonlin Soft Matter Phys.* 2006 ; 73 (4) : 041405.
- [33] D. Lee, I.A. Gutowski, A.E. Bailey, L. Rubatat, J.R. de Bruyn, B.J. Frisken, Investigating the microstructure of a yield-stress fluid by light scattering, *Phys. Rev. E Stat Nonlin Soft Matter Phys.* 2011 ; 83 (3) : 031401.
- [34] I.A. Gutowski, D. Lee, J.R. de Bruyn, B.J. Frisken, Scaling and mesostructure of Carbopol dispersions, *Rheol. Acta* 2012 ; 51 (5) : 441-450.
- [35] A.L. Yarin, E. Zussman, A. Theron, S. Rahimi, Z. Sobe, D. Hasan, Elongational behavior of gelled propellant simulants, *J. Rheol.* 2004 ; 48 (1) : 101-116.
- [36] N.J. Balmforth, N. Dubash, A.C. Slim, Extensional dynamics of viscoplastic filaments I : long-wave approximation and the Rayleigh instability, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2010 ; 165 (19-20) : 1139-1146.
- [37] N.J. Balmforth, N. Dubash, A.C. Slim, Extensional dynamics of viscoplastic filaments II : drips and bridges, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2010 ; 165 (19-20) : 1147-1160.
- [38] M.T. Islam, N. Rodriguez-Hornedo, S. Ciotti, C. Ackermann, Rheological characterization of tropical Carbomer gels neutralized to different pH, *Pharmaceutical Research* 2004 ; 21 : 1192-1199.
- [39] P.C. F. Møller, J. Mewis, D. Bonn, Yield stress and thixotropy : on the difficulty of measuring yield stresses in practice, *Soft Matter* 2006 ; 2 (4) : 274-283.
- [40] P.C.F. Møller, A. Fall, D. Bonn, Origin of apparent viscosity in yield stress fluids below yielding, *Europhys. Lett.* 2009 ; 87 (38004) : (a) 1-6.
- [41] P. Møller, A. Fall, V. Chikkadi, D. Derks, D. Bonn, An attempt to categorize yield stress fluid behavior, *Phil. Trans. R. Soc. A* 2009 ; 367 : 5139-5155.
- [42] A.M.V. Putz, T.I. Burghelea, I.A. Frigaard, D.M. Martinez, Settling of an isolated spherical particle in a yield stress shear thinning fluid, *Phys. Fluids* 2008 ; 20 (3) : 1-11.
- [43] J.G. Oldroyd, A rational formulation of the equations of plastic flow for a Bingham fluid, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1947 ; 43 : 100-105.
- [44] J.G. Oldroyd, Two-dimensional plastic flow for a Bingham fluid, A boundary-layer theory for slow motion, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1947 ; 43 : 383-395.
- [45] L. Jossic, A. Magnin, Drag and stability of objects in a yield stress fluid, *AIChE J.* 2001 ; 47 (12) : 2666-2672.

- [46] O. Merkak, L. Jossic, A. Magnin, Spheres and interactions between spheres moving at very low velocities in a yield stress fluid, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2006 ; 133 (2-3) : 99-108.
- [47] U.T. Andres, Equilibrium and motion of spheres in a viscoplastic liquid, *Sov. Phys. Doklady (USA)* 1961 ; 5 : 723-725.
- [48] A.N. Beris, J.A. Tsamopoulos, R.C. Armstrong, R.A. Brown, Creeping motion of a sphere through a Bingham plastic, *J. Fluid Mech.* 1985 ; 158 : 219-244.
- [49] D.D. Atapattu, R.P. Chhabra, P.H.T. Uhlherr, Wall effect for spheres falling at small Reynolds number in a viscoplastic medium, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1990 ; 38 (1) : 31-42.
- [50] B.J. Briscoe, M. Glaese, P.F. Luckham, S. Ren, The falling of spheres through Bingham fluids, *Colloids Surf.* 1992 ; 65 : 69-75.
- [51] R.P. Chhabra, *Bubbles, Drops and Particles in Non-Newtonian Fluids*, 1st edition, CRC Press, 1993.
- [52] R.P. Chhabra, *Bubbles, Drops and Particles in Non-Newtonian Fluids*, 2nd edition, Boca Raton CRC Press, 2006.
- [53] D.D. Atapattu, R.P. Chhabra, P.H.T. Uhlherr, Creeping sphere motion in Herschel-Bulkley fluids : flow field and drag, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1995 ; 59 : 245-265.
- [54] M. Beaulne, E. Mitsoulis, Creeping motion of a sphere in tubes filled with Herschel-Bulkley fluids, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1997 ; 72 : 55-71.
- [55] J. Blackery, E. Mitsoulis, Creeping motion of a sphere in tubes filled with a Bingham plastic material, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1997 ; 70 : 59-77.
- [56] M. Hariharaputhiran, R.S. Subramanian, G.A. Campbell, R.P. Chhabra, The settling of spheres in a viscoplastic fluid, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 1998 ; 79 : 87-97.
- [57] V. Dolejš, P. Doleček, P. Šiška, Drag and fall of a spherical particle in generalized Newtonian and viscoplastic fluids, *Chem. Eng. Proc.* 1998 ; 37 : 189-195.
- [58] B.T. Liu, S.J. Muller, M.M. Denn, Convergence of a regularization method for creeping flow of a Bingham material about a rigid sphere, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2002 ; 112 : 179-191.
- [59] B.T. Liu, S.J. Muller, M.M. Denn, Interactions of two rigid spheres translating collinearly in creeping flow in a Bingham material, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2003 ; 113 : 49-67.
- [60] B. Deglo De Besses, A. Magnin, P. Jay, Sphere Drag in a Viscoplastic Fluid, *AIChE J.* 2004 ; 50 (10) : 2627-2629.

- [61] Y.B. He, J.S. Laskowski, B. Klein, Particle movement in non-Newtonian slurries : the effect of yield stress on dense medium separation, *Chem. Eng. Sci.* 2001 ; 56 (9) : 2991-2998.
- [62] Z. Yu, A. Wachs, A fictitious domain method for dynamic simulation of particle sedimentation in Bingham fluids, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2007 ; 145 (2-3) : 78-91.
- [63] H. Tabuteau, P. Coussot, J.R. de Bruyn, Drag force on a sphere in steady motion through a yield stress fluid, *J. Rheol.* 2007 ; 51 (1) : 125-137.
- [64] P.M. Ireland, G.J. Jameson, Drag force on a spherical particle moving through a foam : the role of wettability, *Int. J. of Mineral Proc.* 2012 ; 102-103 : 78-88.
- [65] G. Boardman, R.L. Whitmore, Yield stress exerted on a body immersed in a Bingham fluid, *Nature* 1960; 187 : 50.
- [66] D. Rae, Yield stress exerted on a body immersed in a Bingham fluid, *Nature* 1962 ; 194 : 272.
- [67] G. Boardman, R.L. Whitmore, Response to Rae D., *Nature* 1962 ; 194 : 272.
- [68] G.F. Brookes, R.L. Whitmore, The static drags on bodies in Bingham plastics, *Rheol. Acta.* 1968 ; 7 : 188.
- [69] G.F. Brookes, R.L. Whitmore, Drag forces in Bingham plastics, *Rheol. Acta* 1969 ; 8 : 472.
- [70] H. Pazwash, J.M. Robertson, Forces on bodies in Bingham fluids, *J. Hydraul. Res.* 1975 ; 13 : 35-55.
- [71] L. Jossic, A. Magnin, Drag of an isolated cylinder and interactions between two cylinders in yield stress fluids, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2009 ; 164 : 9-16.
- [72] D.L. Tokpavi, P. Jay, A. Magnin, Very slow flow of a Bingham viscoplastic fluid around a circular cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2008 ; 154 (1) : 65-76.
- [73] D.L. Tokpavi, P. Jay, A. Magnin, L. Jossic, Experimental study of the very slow flow of a yield stress fluid around a circular cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2009 ; 164 (1-3) : 35-44.
- [74] E. Mitsoulis, S. Galazoulas, Simulation of viscoplastic flow past cylinders in tubes, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2009 ; 158 : 132-141.
- [75] S. Mossaz, P. Jay, A. Magnin, Experimental study of stationary flows of a yield stress fluid around cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2012 ; 189-190 : 40-52.
- [76] N. Nirmalkar, R.P. Chhabra, R.J. Poole, On creeping flow of a Bingham plastic fluid past a square cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2012 ; 171-172 : 17-30.

-
- [77] C. Fonseca, S. Frey, M.F. Naccache, P.R. de Souza Mendes, Flow of elasto-viscoplastic thixotropic liquids past a confined cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2013 ; 193 : 80-88.
- [78] A. Putz, I.A. Frigaard, Creeping flow around particles in a Bingham fluid, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2010 ; 165 (5-6) : 263-280.
- [79] A. Patel, R.P. Chhabra, Steady flow of Bingham plastic fluids past an elliptical cylinder, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2013 ; 202 : 32-53.
- [80] J.-M. Piau, Viscoplastic boundary layer, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2002 ; 102 : 193-218.
- [81] J.-M. Piau, K. Debiene, The adhesive or slippery flat plate viscoplastic boundary layer for a shear-thinning power-law viscosity, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2004 ; 117 (2-3) : 97-107.
- [82] J. Happel, H. Brenner, *Low Reynolds Number Hydrodynamics : with Special Applications to Particulate Media*, Prentice-Hall, 1965.
- [83] M. Kupferman, *The Vertical Holding Capacity of Marine Anchors in Clay Subjected to Static and Cyclic Loading*, MSc thesis, Univ. of Massachusetts, Amherst, Mass, 1965.
- [84] H.S. Yu, *Cavity Expansion Methods in Geomechanics*, Kluwer, Dordrecht, 2000.
- [85] R.S. Merifield, A.V. Lyamin, S.W. Sloan, H.S. Yu, Three-dimensional lower bound solutions for stability of plate anchors in clay, *J. Geotech. Geoenviron. Eng. ASCE* 2003 ; 129 (3) : 243-253.
- [86] V.N. Khatri, J. Kumar, Vertical uplift resistance of circular plate anchors in clays under undrained condition, *Comput. Geotech.* 2009 ; 36 : 1352-1359.
- [87] R.S. Merifield, C.C. Smith, The ultimate uplift capacity of multi-plate strip anchors in undrained clay, *Comput. Geotech.* 2010 ; 37 : 504-514.
- [88] N. Mougin, A. Magnin, J.-M. Piau, The significant effect of internal stresses on the dynamics of bubbles in a yield stress fluid, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2012 ; 171-172 : 42-55.
- [89] O. Hassager, Negative wake behind bubbles in non-Newtonian liquids, *Nature* 1979 ; 279 (5712) : 402-3.
- [90] A.M.V. Putz, T.I. Burghelea, The solid-fluid transition in a yield stress shear thinning physical gel, *Rheol. Acta* 2009 ; 48 : 673-689.
- [91] G.T. Houlsby, Theoretical analysis of the fall cone test, *Geotechnique* 1982 ; 32 (2) : 111-118.

- [92] G.T. Houlsby, C.P. Wroth, Calculation of stresses on shallow penetrometers and footings, Proceedings of the International Union of Theoretical and Applied Mechanics (IUTAM) / International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG) Symposium on seabed Mechanics (Newcastle upon Tyne), September 1993 ; 107-112.
- [93] T. Koumoto, G.T. Houlsby, Theory and practice of the fall cone test, *Geotechnique* 2001 ; 51 (8) : 701-712.
- [94] D.B. Balashov, N.V. Zvolinskii, Flow of a rigid-plastic medium around a cone, *Mechanics of solids* 1996 ; 31 (3) : 39-45.
- [95] P. Coussot, Yield stress fluid flows : A review of experimental data, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2014 ; 211 : 31-49.
- [96] J. Boujlel, P. Coussot, Measuring yield stress: a new, practical, and precise technique derived from detailed penetrometry analysis, *Rheol. Acta* 2012 ; 51 (10) : 867-882.
- [97] J. Boujlel, M. Maillard, A. Lindner, G. Ovarlez, X. Chateau, P. Coussot, Boundary layer in pastes - Displacement of a long object through a yield stress fluid, *J. Rheol.* 2012 ; 56 (5) : 1083-1108.
- [98] T. Chevalier, S. Rodts, X. Chateau, J. Boujlel, M. Maillard, P. Coussot, Boundary layer (shear band) in frustrated viscoplastic flows, *Europhys. Lett.* 2013 ; 102 (48002) : 1-5.
- [99] M.R.S. Ferreira, G.M. Furtado, L. Hermany, S. Frey, M.F. Naccache, P.R. de Souza Mendes, External flows of elasto-viscoplastic materials over a blade, Proc. of the ENCIT 2014, 15th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, Belém, PA, Brazil, November 10th -13th, 2014.
- [100] P. Saramito, A new constitutive equation for elastoviscoplastic fluid flows, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2007 ; 145 (1) : 1-14.
- [101] P.R. de Souza Mendes, E.S.S. Dutra, Viscosity function for yield-stress liquids, *Applied Rheol.* 2004 ; 14 (6) : 296-302.
- [102] L.N. Moresi, V.S. Solomatov, Numerical investigation of 2D convection with extremely large viscosity variations, *Physics of Fluids* 1995 ; 7(9) : 2154-2162.
- [103] L. Moresi, F. Dufour, H. Muhlhaus, A Lagrangian integration point finite element method for large deformation modeling of viscoelastic geomaterials, *J. of Comp. Phys.* 2003 ; 184 (2) : 476-497.
- [104] H. Muhlhaus, F. Dufour, L. Moresi, B. Hobbs, A director theory for viscoelastic folding instabilities in multilayered rock, *Int. J. Solids Struct.* 2002 ; 39 (13-14) : 3675-3691.
- [105] F. Dufour, G. Pijaudier-Cabot, Numerical modeling of concrete flow. Homogeneous approach, *Int. J. for Num. Anal. Meth. in Geomech.* 2005 ; 29 (4) : 395-416.

- [106]N. Prime, F. Dufour, F. Darve, Solid-fluid transition modelling in geomaterials, Int. J. for Num. and Anal. Meth. in Geomech. 2014 ; 38 (13) : 1341-1361.
- [107]N. Prime, F. Dufour, F. Darve, Unified model for geomaterial solid/fluid states and the transition in between, J. Eng. Mech. 2014 ; 140 (6) : 04014031.

Publications et conférences

Publications

- [1] L. Jossic, F. Ahonguio, A. Magnin, Flow of a yield stress fluid perpendicular to a disc, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2013 ; 191 : 14-24.
- [2] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Influence of surface properties on the creeping flow of a yield stress fluid around spheres, J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2014 ; 206 : 57-70.
- [3] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Motion and stability of cones in a yield stress fluid, AIChE J. 2015 ; 61 (2) : 709-717.
- [4] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Influence of slip on the flow of a yield stress fluid around a flat plane, Accepted in AIChE J. 11/2015.

Communications orales

- [1] L. Jossic, F. Ahonguio, A. Magnin, Influence des propriétés interfaciales sur la traînée et le champ d'écoulement autour d'une sphère dans un fluide à seuil, 47^e Colloque National du Groupe Français de Rhéologie, Pau, 29 - 31 Octobre, 2012.
- [2] L. Jossic, F. Ahonguio, A. Magnin, Influence of surface properties on the creeping flow of a yield stress fluid around spheres, Viscoplastic Fluids : From Theory to Application, IFP School, Paris, November 18th - 21st, 2013.
- [3] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Influence of surface properties on the creeping flow of a yield stress fluid around spheres, 9th Annual European Rheology Conference, Karlsruhe, Allemagne, April 8th - 11th, 2014.
- [4] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Influence du glissement sur l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'une plaque plane, Congrès Français de Mécanique, Lyon, 24 - 28 Août, 2015.
- [5] F. Dufour, F. Ahonguio, L. Jossic, Flow of an elasto-viscoplastic fluid around a blade by means of the FEM with Lagrangian Integration Points (FEMLIP), 4th International Conference on Particle-Based Methods, Barcelona, Spain, September 28th - 30th, 2015.
- [6] L. Jossic, F. Ahonguio, F. Dufour, A. Magnin, Flow of a yield stress fluid around a plate : Influence of slip and elasticity, Viscoplastic Fluids : From Theory to Application, Banff, Canada, October 25th - 30th, 2015.

Communications par affiche

- [1] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Influence of surface properties on the creeping flow of a yield stress fluid around spheres, Journée des Doctorants de l'ED-IMEP², Grenoble, 20 Juin, 2014. Prix du meilleur poster.
- [2] F. Ahonguio, L. Jossic, A. Magnin, Motion and stability of cones in a yield stress fluid, 49^e Colloque National du Groupe Français de Rhéologie, Grenoble, 27 - 29 Octobre, 2014.

Résumé

De nombreuses applications industrielles mettent en jeu des fluides complexes qui possèdent souvent un seuil d'écoulement leur permettant de résister à des efforts finis sans s'écouler. Par ailleurs, ces fluides peuvent glisser aux parois lorsque les conditions interfaciales sont favorables. Toutes ces propriétés influencent leurs écoulements autour d'obstacles. Cette thèse se propose de comprendre ces écoulements dans le domaine où les vitesses d'écoulement sont telles que les effets inertiels peuvent être négligés devant les effets visqueux eux-mêmes faibles par rapport aux effets plastiques. Elle analyse l'influence de la vitesse et du glissement sur la force de traînée et les champs cinématiques générés par l'écoulement très lent et en régime permanent d'un fluide à seuil autour d'obstacles aux interfaces adhérentes ou glissantes. Les géométries considérées sont le disque, la sphère, le cône et la plaque plane. Le fluide utilisé a un comportement élasto-viscoplastique pouvant être décrit par les modèles de Herschel-Bulkley et de Hooke. Ce comportement a été caractérisé en volume et en présence de glissement par des mesures rhéométriques. Le nombre adimensionnel clé de l'étude est le nombre d'Oldroyd, ratio entre les effets plastiques et les effets visqueux, compris ici entre 10 et 200. Les mesures de force de traînée ont montré qu'indépendamment de l'obstacle et des conditions interfaciales, le coefficient de traînée diminue avec le nombre d'Oldroyd et tend vers une valeur asymptotique. Cette valeur montre qu'au-delà d'un certain nombre d'Oldroyd, ce coefficient n'est plus gouverné par la vitesse mais dépend uniquement du seuil et de la surface caractéristique de l'obstacle. Elle permet de calculer un critère de stabilité pour lequel l'obstacle est maintenu en suspension. Les champs cinématiques déterminés par PIV ont permis de caractériser la forme et l'étendue des zones rigides et cisailées. Les mesures de force de traînée et des champs cinématiques ont permis de quantifier la contribution des contraintes normales et tangentielles dans la force de traînée totale. La présence de glissement à la paroi de l'obstacle diminue significativement le coefficient de traînée et modifie la morphologie de l'écoulement en réduisant l'étendue des zones cisailées. Une simulation numérique a été menée dans le cas de la plaque plane avec un modèle élasto-viscoplastique et un code à éléments finis avec points d'intégration Lagrangiens.

Mots clés : fluide à seuil, élasto-viscoplasticité, glissement, force de traînée, stabilité, champ de vitesse.

Abstract

Many industrial processes include numerous complex fluids often presenting a yield stress. Those fluids can also slip when interfacial conditions are favorable. All these properties affect their flows around obstacles. This thesis aims to understand such flows in a domain where the flow velocities are so low that inertia effects can be neglected compared to viscous effects which are substantially low compared to plastic effects. It analyzes the influence of the velocity and the slip both on the drag force and the kinematic fields of the creeping flow of a yield stress fluid around obstacles either with adhesive or slippery walls. The flow is analyzed in steady regime. The considered geometries are the disc, the sphere, the cone and the flat plate. The fluid used has an elasto-viscoplastic behavior which is modelled by the Herschel-Bulkley and Hooke models. This behavior has been characterized by rheometrical tests performed with adherence and slip conditions. The main non-dimensional number is the Oldroyd number, i.e. the ratio between plastic and viscous effects, which ranges from 10 to 200. The drag force measurements have shown that regardless of the obstacle and the interfacial conditions, the drag coefficient decreases with the Oldroyd number before tending towards an asymptotical value. This asymptotical value highlights that for high Oldroyd numbers the drag coefficient is no longer governed by the velocity but depends only on the yield stress and the characteristic section of the obstacle. A stability criterion for which the obstacle is held in suspension has been calculated from it. The kinematic fields determined by PIV have enabled to characterize the shape and the extent of the sheared and static regions. The drag force and the kinematic fields measurements have enabled to quantify the contribution of the normal and tangential stresses in the total drag force. The wall slip significantly reduces the drag coefficient and also reduces the extent of the sheared zones. A numerical simulation has been performed with an elasto-viscoplastic model by means of a code using finite elements method with Lagrangian integration points in the case of an adhesive flat plane.

Keywords : yield stress fluid, elasto-viscoplasticity, slip, drag force, stability, velocity field.